

---

# **Etude de l'impact du forçage orbital sur la dynamique et la chimie stratosphériques avec le modèle climat-chimie IGCM-FASTOC**

---

**Esther Haftendorn**

**Section Sciences et Ingénierie de l'Environnement, EPFL**

**Projet de master réalisé à l'Université McGill dans le département des  
Sciences Atmosphériques et Océaniques**

**- février à juillet 2011 -**

*Supervision :*

**Professeur Michel Bourqui – Université McGill**

**Professeur François Golay – EPFL**



## Résumé

Le système climatique est affecté par le forçage orbital à travers les changements induits dans la répartition du rayonnement solaire atteignant la Terre. L'impact du paramètre orbital de la précession des équinoxes sur la dynamique et la chimie stratosphérique est analysé dans ce travail. Des simulations ont été réalisées avec le modèle climat-chimie IGCM-FASTOC avec la valeur actuelle de précession (la Terre se trouve au périhélie en janvier) et celle d'il y a 11 000 ans (la Terre se trouve au périhélie en juillet). La diminution d'insolation pendant l'hiver boréal entraîne des températures en moyenne zonale et de surface globalement plus froides dans toutes les latitudes et un forçage par les ondes atmosphériques de la circulation de Brewer-Dobson diminué dans l'hémisphère nord. Une anomalie de chaleur dans la basse stratosphère et la troposphère dans les hautes et moyennes latitudes pendant l'hiver boréal est en lien avec un affaiblissement du vortex polaire. Pendant l'hiver austral, l'augmentation d'insolation entraîne la réponse opposée dans l'hémisphère sud avec des températures globalement plus élevées et un forçage par les ondes augmenté. Une anomalie froide au pôle sud dans la troposphère et la basse stratosphère renforce le vortex polaire. Les changements dans les températures de surface affectent la circulation troposphérique avec le renforcement des moussons. L'abondance de l'ozone est principalement contrôlée par la circulation de Brewer-Dobson et par la destruction catalytique par les NO<sub>x</sub>, dépendante de la température. La contribution de la chimie stratosphérique aux changements observés est très faible et le modèle de chimie stratosphérique n'est pas indispensable si l'on ne s'intéresse pas spécifiquement aux changements dans l'ozone.

## Summary

Climate is affected by orbital forcing through induced changes in the distribution of incoming solar radiation. The impact of the precession of the equinox on stratospheric dynamics and chemistry is investigated in this study. Simulations with the current value of precession (when Earth is at perihelion in January) and the value 11000 ago (when Earth was at perihelion in July) have been performed with the climate-chemistry model IGCM-FASTOC. The reduction of insolation during boreal winter decreases zonal-mean and surface temperatures at all latitudes and decreases the wave-forcing of the Brewer-Dobson circulation in the Northern Hemisphere. A warm anomaly appears in the troposphere and the lower stratosphere at middle and high latitudes during boreal winter and is consistent with the deceleration of the polar vortex. The increased insolation during austral winter gives an opposite response in the Southern Hemisphere, with higher temperatures and an increased wave-forcing. During austral winter, a cold anomaly appears in the troposphere and lower stratosphere at the South Pole, and the polar vortex is strengthened. Changes in surface temperature affect the monsoon circulation, enhancing its strength. Changes in ozone follow changes in the Brewer-Dobson circulation in the lower stratosphere and are controlled by the temperature-dependent catalytic destruction by NO<sub>x</sub> species in the upper stratosphere. The contribution of the stratospheric chemistry to the observed changes is minor and the chemistry model is not essential if we are not specifically interested in analyzing the changes in ozone.

## Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier le professeur Michel Bourqui pour m'avoir acceptée dans son équipe et m'avoir proposé ce sujet intéressant. Je le remercie pour son accueil chaleureux et sa gentillesse qui m'ont aidée à me sentir très rapidement à l'aise au sein du groupe.

Je tiens ensuite à remercier le professeur François Golay, qui a gentiment accepté d'assurer l'encadrement à l'EPFL, malgré le fait que ce projet ne soit pas dans son domaine de prédilection.

Je tiens également à remercier le professeur Alain Clappier qui m'a mise en contact avec le professeur Michel Bourqui et sans qui ce projet n'aurait pas eu lieu. Je le remercie également d'avoir accepté d'endosser le rôle d'expert externe pour la défense du projet.

Je souhaiterais également remercier le Dr. Barbara Winter pour son encadrement et sa grande disponibilité. Son aide m'a été extrêmement précieuse tout au long de ce travail et elle a fait preuve d'une grande patience et gentillesse à mon égard.

Je souhaiterais également remercier le Dr. Manoj Joshi pour avoir fourni certains résultats importants pour ce travail.

Je terminerais en remerciant Farid Ait Chalaal pour son soutien et son amitié, et son aide pour m'éclairer lorsque je m'égarais dans les sombres voies des mathématiques.

## Table des matières

Résumé .....	3
Summary .....	3
Remerciements .....	4
Table des matières .....	5
Table des figures .....	6
Introduction .....	8
1   Modèle et simulations .....	10
1.1   Description du modèle.....	10
1.2   Simulations.....	11
1.2.1   Le forçage orbital .....	11
1.2.2   Simulations réalisées dans le cadre de ce travail.....	15
2   Rappels sur la dynamique .....	17
2.1   La structure de l’atmosphère et la circulation stratosphérique .....	17
2.2   Les ondes atmosphériques .....	21
2.3   La moyenne eulérienne transformée .....	22
3   Validation du modèle.....	29
4   Résultats.....	32
4.1   Test t de Student.....	32
4.2   Dynamique.....	32
4.2.1   Rayonnement net de courte longueur d’onde au sommet de l’atmosphère.....	32
4.2.2   Température en moyenne zonale et vents zonaux .....	33
4.2.3   Circulation de Brewer-Dobson.....	36
4.2.4 <i>Eddy heat flux</i> et flux d’Eliassen-Palm .....	37
4.3   Ozone stratosphérique .....	40
4.3.1   Formation et destruction de l’ozone .....	40
4.3.2   Changements dans l’abondance d’ozone .....	42
4.3.3   Espèces catalytiques NO <sub>x</sub> .....	44
4.4   Champs de surface.....	45

4.5	Impact de la chimie stratosphérique .....	48
4.5.1	Simulations paléo_rad et paléo_chem .....	49
4.5.2	Simulations avec un modèle sans chimie stratosphérique .....	51
	Conclusion.....	53
	Bibliographie .....	55
	Annexes.....	57

## Table des figures

Figure 1: Variation de l'obliquité de l'axe de rotation de la Terre et l'excentricité de l'orbite terrestre ...	11
Figure 2: Configuration orbitale il y a 11 000 ans et actuelle, .....	13
Figure 3: Changement dans l'insolation dû à la précession des équinoxes.....	14
Figure 4: Structure de l'atmosphère .....	18
Figure 5: Température zonale et vents zonaux au mois de janvier.....	19
Figure 6: Vortex arctique.. .....	19
Figure 7: Circulation de Brewer Dobson et concentration d'ozone .....	20
Figure 8: Onde de Rossby .....	22
Figure 9: Flux d'Eliassen-Palm, sa divergence et vents zonaux lors de l'hiver en hémisphère nord.. .....	27
Figure 10: Fonction de courant résiduelle observée au mois de janvier 1992 .....	28
Figure 11: Comparaison des simulations contrôle de l'IGCM-FASTOC et des données de réanalyse ERA40 pour les vents zonaux. ....	30
Figure 12: Comparaison des simulations contrôle de l'IGCM-FASTOC et des données de réanalyse ERA40 pour la température zonale .....	31
Figure 13: Différence de rayonnement net de courte longueur d'onde au sommet de l'atmosphère entre les simulations paléo et contrôle.....	33
Figure 14: Différences paléo-contrôle dans la température zonale et dans les vents zonaux.....	34
Figure 15: Variation annuelle de la différence paléo-contrôle de température zonale moyennée sur les hautes, moyennes et basses latitudes. ....	35
Figure 16: Différences dans la force de la fonction de courant entre les simulations paléo et contrôle...	37
Figure 17: Différences annuelles paléo-contrôle pour le <i>eddy heat flux</i> .....	38
Figure 18: Différences paléo - contrôle dans le flux d'Eliassen-Palm et sa divergence. ....	39
Figure 19: Différence dans le nombre de molécules d'ozone par unité de volume entre les simulations paléo et contrôle.....	42
Figure 20: Différences paléo-contrôle dans le ratio de mélange d'ozone (ppmv). ....	43
Figure 21: Différences paléo-contrôle dans le ratio de mélange (ppmv) des NOx.....	44
Figure 22: Différences paléo-contrôle dans la température de surface.....	45

Figure 23: Différences paléo - contrôle dans la quantité totale de pluie .....	47
Figure 24: Différences paléo-contrôle dans l'albédo de surface .....	47
Figure 25: Différences paléo_chem-contrôle dans l'ozone .....	49
Figure 26: Différences paléo_chem-contrôle dans la température zonale et dans les vents zonaux. ....	50
Figure 27: Différence dans les vents zonaux A gauche: Résultats de la différence entre les simulations avec la configuration orbitale il y a 11000 ans et aujourd'hui avec le modèle IGCM. A droite: Résultats de la différence paléo-contrôle avec le modèle IGCM-FASTOC .....	51
Figure 28: Différences dans la température zonale avec le modèle IGCM et IGCM-FASTOC .....	52

*Note à l'intention du lecteur : certains termes utilisés dans ce rapport seront laissés en anglais, marqués en italique, faute d'avoir trouvé une traduction adéquate en français. Il s'agit de termes spécifiques liés à la description mathématique de la dynamique atmosphérique. Une explication de ces termes sera cependant systématiquement fournie.*

## Introduction

Afin de comprendre les processus en jeu dans le climat, les changements climatiques passés et afin de prédire les changements futurs, il est important de créer des modèles numériques qui simulent les mécanismes atmosphériques. Les modèles de circulation générale permettent de simuler la circulation atmosphérique à l'échelle de la planète

Initialement les modèles climatiques n'incluent pas la stratosphère, trop encombrante numériquement. La stratosphère ne représentant qu'environ 15% de la masse atmosphérique, son influence sur la circulation troposphérique et le climat est incertaine [Boville, 1984]. Boville [1984], démontre l'importance d'inclure la stratosphère dans les modèles pour prédire le climat dans la troposphère à long terme. Il est alors reconnu que la circulation stratosphérique a un impact sur la circulation troposphérique et le climat et qu'il est donc important de l'inclure dans les modèles climatiques.

Parallèlement, la communauté scientifique commence à s'intéresser de près à l'ozone stratosphérique avec la découverte du trou dans la couche d'ozone et les dangers qu'il représente pour la santé humaine. Afin de prédire l'évolution de l'ozone stratosphérique, une nouvelle génération de modèles composés de modèles de circulation atmosphérique 3D couplés à des modèles de chimie stratosphérique se développe, ce sont les modèles climat-chimie (Eyring et al, 2006). Ils permettent de comprendre l'interaction entre l'ozone et le reste du système climatique.

La chimie et la dynamique sont fortement couplées dans la stratosphère. En effet, la chimie de l'ozone est très importante du fait de son impact sur la composition de l'atmosphère, qui à son tour modifie le bilan radiatif atmosphérique et donc la dynamique (Eyring et al, 2006). La chimie agit donc conjointement avec la dynamique sur le climat.

Le modèle utilisé dans ce travail est le modèle climat-chimie IGCM-FASTOC (*Intermediate General Circulation Model – Fast Stratospheric Ozone Chemistry*) développé par le département de Météorologie de l'Université de Reading et le département des Sciences Atmosphériques et Océaniques de l'Université McGill. Ce modèle a un domaine vertical qui s'étend jusqu'à la stratopause, permettant ainsi de prendre en compte les mécanismes se déroulant dans la stratosphère et les relations stratosphère-troposphère. La composante FASTOC est le modèle de chimie stratosphérique, qui reproduit une chimie de l'ozone simplifiée et permet ainsi de modéliser l'impact de l'ozone sur le climat.

Le système climatique est affecté par des changements dans le forçage orbital à travers les changements qu'ils induisent dans la quantité de rayonnement atteignant la Terre. Tenter de comprendre comment les mécanismes dans l'atmosphère sont affectés par ces changements dans le forçage orbital est la motivation première de ce travail. Alors que différents paramètres orbitaux entrent en jeu dans les changements d'insolation atteignant la Terre, ce travail se concentre uniquement sur le paramètre de la précession des équinoxes qui impacte la distance Terre-Soleil au cours des saisons. Les



variations d'insolation impactent le climat à travers des modifications dans le bilan radiatif, donc dans la dynamique ainsi que dans la chimie stratosphérique.

On peut se demander si la réponse climatique aux changements d'insolation est amplifiée par la réponse de la chimie stratosphérique. Ainsi, tenter de comprendre et mesurer l'impact de la chimie stratosphérique dans les variations climatiques liées aux variations de forçage orbital pour des simulations de paléoclimat est la deuxième motivation de ce travail.

Les objectifs de ce travail sont donc d'une part d'analyser la réponse stratosphérique aux changements dans le forçage orbital et plus précisément dans le paramètre orbital de précession des équinoxes. Pour cela les processus climatiques ont été simulés avec le modèle IGCM-FASTOC pour une situation correspondant à la configuration orbitale il y a 11 000 ans, lorsque la Terre était au périhélie (point le plus proche du Soleil) en juillet et une situation correspondant à la situation actuelle, où la Terre est au périhélie en janvier. Des modèles incluant une stratosphère aussi développée étant rarement utilisés pour des simulations de paléoclimatologie, les processus stratosphériques affectés et la manière dont ils varient sont méconnus; ce travail est donc motivé par la curiosité scientifique. De plus, de tels changements, en affectant la couche d'ozone par exemple, peuvent avoir un effet sur les conditions de vie sur Terre. D'autre part, ce travail a pour objectif d'analyser l'impact de la chimie stratosphérique dans ce type de simulations et ainsi étudier si elle est indispensable, sachant qu'elle est en général très coûteuse.

Concrètement, les tâches suivantes ont été réalisées dans ce travail. Les sorties du modèle ont tout d'abord été générées en passant par l'étape de *postprocessing*, c'est-à-dire que les champs composés des variables que l'on souhaite analyser ont été sortis du modèle. Les scripts pour générer les graphiques qui permettent de visualiser ces résultats ont ensuite été écrits. Finalement, les résultats ont été analysés et une interprétation des mécanismes en jeu a été donnée. Parallèlement, la version utilisée du modèle a été validée.

Le rapport sera structuré de la manière suivante : dans une première partie nous décrirons le modèle utilisé et les simulations réalisées. Nous rappellerons ensuite les mécanismes principaux ayant lieu dans l'atmosphère et plus particulièrement dans la stratosphère. Avant de présenter les résultats nous introduirons un formalisme mathématique très utile pour interpréter la dynamique stratosphérique. Nous présenterons ensuite les résultats de la validation de la dernière version du modèle IGCM-FASTOC (la version utilisée pour ce travail). Finalement, les résultats des simulations seront présentés et analysés, en commençant par ceux liés à la dynamique, ensuite ceux liés à l'ozone et ceux liés aux champs de surface. Nous terminerons avec l'analyse de l'impact de la chimie stratosphérique sur les résultats.

# 1 Modèle et simulations

## 1.1 Description du modèle

Le modèle utilisé pour ce travail est le modèle climat-chimie IGCM-FASTOC, composé d'un modèle de la circulation générale atmosphérique (IGCM- Intermediate General Circulation Model), couplé à un modèle chimique (FASTOC- Fast STRatospheric Ozone Chemistry model). Ce modèle a été développé et est continuellement amélioré par l'équipe du Département de Météorologie de l'Université de Reading et le groupe de recherche sur la Dynamique et la Chimie Stratosphérique du Département des Sciences Atmosphériques et Océaniques de l'Université McGill (site internet *IGCM Wiki*).

Le modèle de circulation générale IGCM est tridimensionnel et dispose d'un noyau dynamique spectral. La résolution horizontale du modèle est une résolution T31, avec 31 représentant le nombre des différentes ondes que l'on peut représenter dans le modèle (Readinger, 2007). La grille correspondante utilisée pour les calculs internes du modèle a une résolution de  $3.75^\circ$  de longitude et latitude. Le domaine vertical s'étend de la surface de la Terre jusqu'à 0.1 hPa et se compose de 35 niveaux, dont 13 dans la moyenne atmosphère (la stratosphère et la mésosphère) (site internet *IGCM Wiki*). Le modèle dispose d'un set complet de paramétrisations physiques. Celles-ci sont plus simples que la plupart des autres modèles de circulation générale pour permettre des calculs relativement rapides. Ainsi, le modèle peut être facilement utilisé pour des simulations climatiques de longue durée, comme celles utilisées pour ce travail qui sont des simulations sur 100 ans. Le schéma radiatif simule le rayonnement solaire de courtes longueurs d'ondes ainsi que l'émission et l'absorption de grandes longueurs d'ondes par la surface de la Terre et les gaz présents dans l'atmosphère. Le modèle comporte sept gaz radiativement actifs :  $O_3$ ,  $H_2O$ ,  $N_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CO_2$ , CFC-11 et CFC-12 (Taylor et Bourqui, 2005). Les concentrations de ces gaz sont prescrites, à l'exception de l'ozone dans la stratosphère et la vapeur d'eau dans la troposphère qui sont calculés par le modèle.

Le modèle de chimie stratosphérique FASTOC modélise la chimie stratosphérique de l'ozone. La région chimiquement active dans le modèle se trouve entre la tropopause climatologique et 4 hPa. Les espèces chimiquement actives sont  $O_x$  (auxquelles il sera référé en tant que  $O_3$ ),  $N_2O_5$ ,  $NO_x$  et  $HNO_3$ . Une explication plus détaillée des réactions chimiques impliquant ces espèces est donnée dans la section 4.3. La chimie des chlores et bromes n'est pas active. C'est donc une chimie simplifiée de l'ozone qui est modélisée et la destruction de l'ozone par les composés chlorés et bromés n'est pas simulée. Cependant c'est suffisant pour simuler la distribution d'ozone dans la stratosphère, si l'on exclut la période avec le trou d'ozone.

Une description complète du modèle IGCM-FASTOC peut être trouvée dans [Taylor et Bourqui, 2005] et la validation de la version T31 précédente dans [Winter et Bourqui, 2010].

La version la plus récente du modèle inclut une paramétrisation pour les ondes de gravité orographiques, c'est-à-dire les ondes de gravité générées par la topographie. Les versions précédentes

représentaient l'effet des ondes de gravité par une friction de Rayleigh aux plus hauts niveaux du modèle. Les ondes de gravité peuvent être générées par d'autres processus tels que les courants jet mais il est très difficile de réaliser des paramétrisations pour celles qui sont non-orographiques, et elles ne sont pas prises en compte dans ce modèle. La validation de cette dernière version est réalisée dans ce travail.

Pour les simulations que nous utilisons, le modèle est couplé à un océan homogène de 25m. Il n'y a donc pas de circulation océanique mais l'énergie est conservée en tout temps, et les températures de l'air et de l'océan sont cohérentes.

## 1.2 Simulations

### 1.2.1 Le forçage orbital

Le forçage orbital a un impact sur la chimie et la dynamique atmosphérique à travers la modification de l'énergie solaire reçue sur Terre.

La quantité et la répartition spatiale et temporelle du rayonnement solaire arrivant à la surface de l'atmosphère terrestre varie en fonction de trois paramètres orbitaux: l'obliquité de l'axe de la Terre, l'excentricité de l'orbite terrestre et la précession des équinoxes. A cause de la présence du Soleil et d'autres planètes, ces différents paramètres varient en fonction du temps, modifiant ainsi significativement l'ensoleillement sur Terre et, par conséquent, le climat. Ils sont également à l'origine du déclenchement des périodes glaciaires et interglaciaires selon la théorie de Milankovitch.

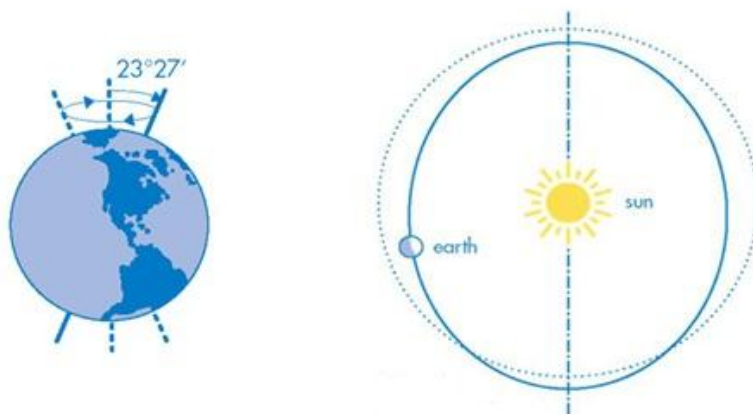


Figure 1: Variation de l'obliquité de l'axe de rotation de la Terre (gauche) et l'excentricité de l'orbite terrestre (droite). [Berger et al., 2007].

L'obliquité de l'axe de la Terre varie entre 22.2° et 24.5° selon un cycle de 41 000 ans, et sa valeur actuelle est de 23.5° (*Ruddiman, 2001*). Elle est responsable de l'existence des saisons. Une augmentation de l'obliquité induit une augmentation de l'insolation dans l'hémisphère d'été et une diminution lors de l'hémisphère d'hiver, elle augmente donc le gradient saisonnier dans toutes les latitudes. L'effet est le plus marqué aux pôles (*Berger et al., 2007*).

L'excentricité de l'orbite terrestre varie entre les valeurs de 0.005, correspondant à une orbite presque circulaire, et une valeur de 0.06 selon un cycle de 100 000 ans et un cycle de 413 000 ans (*Ruddiman, 2001*). Sa valeur actuelle est de 0.016. Lorsque l'excentricité est faible, la Terre est en moyenne plus éloignée du Soleil que lorsque l'excentricité est importante. Son impact direct sur l'insolation est faible mais elle module l'amplitude du troisième paramètre orbital : la précession des équinoxes.

La précession des équinoxes entraîne le déplacement des solstices et des équinoxes, donc des mois et des saisons autour de l'orbite de la Terre. Actuellement la Terre se trouve au périhélie (le point le plus proche du Soleil) en janvier. Il y a 11000 ans la configuration orbitale était exactement l'opposé et la Terre se trouvait au périhélie en juillet. Lorsque l'excentricité est élevée, les changements dus à la précession des équinoxes sont importants.

La précession des équinoxes est due à la combinaison de deux phénomènes qui varient également cycliquement : la précession de l'orbite et la précession de l'axe de rotation de la Terre. La précession de l'orbite est la lente rotation de l'orbite terrestre autour du soleil selon un cycle de 100 000 ans. La précession de l'axe est la rotation de l'axe de la Terre qui oscille comme une toupie. L'axe effectue une rotation complète selon un cycle de 25 700 ans (*Ruddiman, 2001*). La combinaison des deux génère le phénomène de la précession des équinoxes, qui peut être représenté comme la variation de l'angle  $\omega$  (formé par la ligne du périhélie et la ligne de l'équinoxe de printemps) entre 0 et 360° en 23000 ans (cf. figure 2).

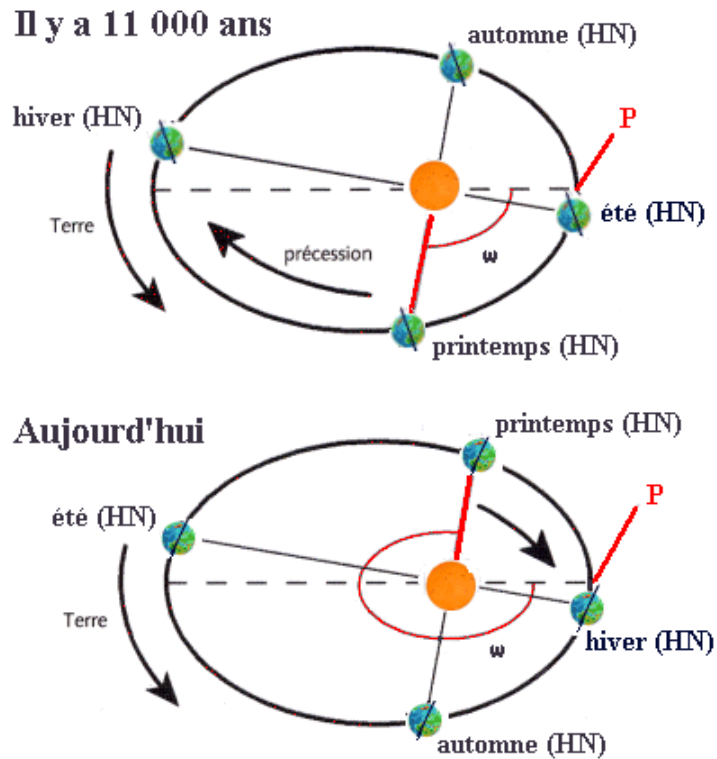
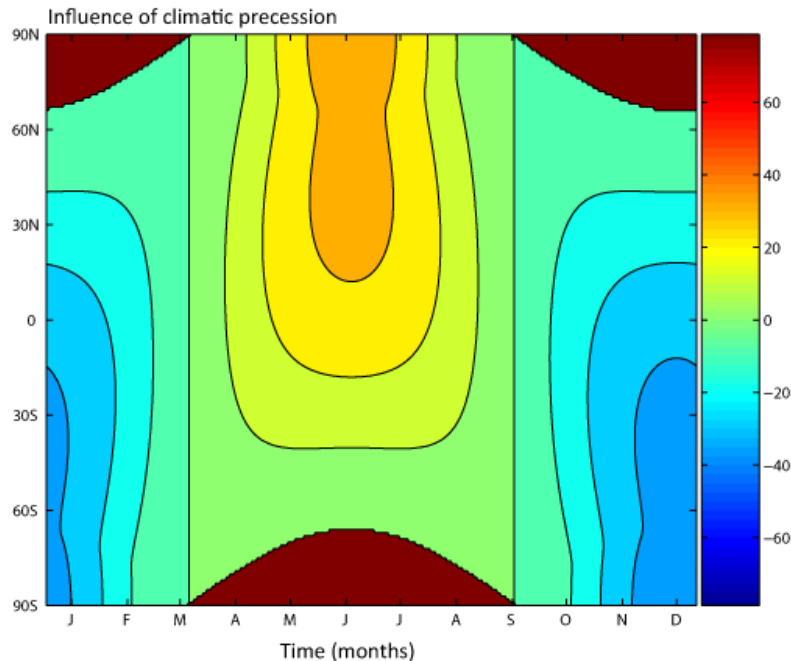


Figure 2: Configuration orbitale il y a 11 000 ans (en haut) et actuelle (en bas), source: Institut français de l'éducation<sup>1</sup>.

La position des saisons variant le long de l'orbite, la période de l'année pendant laquelle la Terre est au périhélie et reçoit le plus de rayonnement solaire varie. L'hémisphère pour lequel l'été est au périhélie a des étés plus chauds et des hivers plus froids alors que l'hémisphère pour lequel l'hiver est au périhélie a des hivers plus doux et des étés plus frais. La précession augmente donc le gradient saisonnier dans un hémisphère en le réduisant dans l'autre, c'est le seul paramètre qui a un effet opposé dans les deux hémisphères.

La figure 3 illustre l'influence de la précession des équinoxes sur la répartition saisonnière du rayonnement solaire atteignant la surface de la Terre.

<sup>1</sup> <http://accres.inrp.fr/accres/terre/paleo/variatiions/paleoclimats/syntheses/variatiions-du-climats/astro/milanko4.htm>



**Figure 3: Changement dans l'insolation dû à la précession des équinoxes (W/m<sup>2</sup>). Source : Goosse et al., 2011 Online Textbook, Fig 5.19.**

Sur cette figure est représentée la différence des valeurs d'ensoleillement entre la situation où la Terre est au périhélie en juillet (il y a 11000 ans) et la situation opposée, où la Terre est au périhélie en janvier (situation actuelle). Le changement orbital implique une augmentation de la quantité de rayonnement atteignant la surface de la Terre entre les mois de mars et septembre (le Soleil se trouve plus proche de la Terre) et une diminution le reste de l'année. On peut voir que la configuration orbitale il y a 11 000 ans génère des saisons plus contrastées dans l'hémisphère nord (plus d'insolation en été et moins en hiver) et moins contrastées dans l'hémisphère sud.

Ce travail se concentrera uniquement sur l'analyse des changements dus à la précession des équinoxes, les deux autres paramètres orbitaux restants constants. En effet c'est le paramètre qui a l'impact dominant dans la répartition de la quantité d'insolation (*Berger et al., 2007*). La précession des équinoxes est traduite dans le modèle par un changement de distance Terre-Soleil pour chaque jour entre la simulation paléo et la simulation contrôle. Le but de ce travail est d'étudier l'impact de la variation d'insolation sur le climat à travers la dynamique et la chimie stratosphérique.

### 1.2.2 Simulations réalisées dans le cadre de ce travail

Afin d'étudier l'impact de la précession des équinoxes sur la dynamique et la chimie atmosphériques, quatre différentes simulations ont été réalisées. Les deux premières permettent de comparer la situation actuelle à celle il y a 11 000 ans, pour la dynamique et la chimie atmosphérique simultanément :

- **Contrôle** : la configuration orbitale est celle d'aujourd'hui (soleil au périhélie en janvier).
- **Paléo** : la configuration orbitale est celle d'il y a 11 000 ans (soleil au périhélie en juillet).

Deux autres simulations ont également été réalisées dans lesquelles sont attribuées des valeurs d'insolation correspondant à des configurations orbitales différentes pour la chimie stratosphérique et pour le schéma radiatif. Ainsi l'on crée une situation artificielle, où l'on peut par exemple donner une valeur paléo pour la photolyse dans la chimie stratosphérique (cela affecte la création de l'ozone et des espèces NO<sub>x</sub> qui le détruisent), et contrôle pour le schéma radiatif qui affecte tout ce qui est dynamique (vents, température, etc.) et vice versa. Ces simulations hybrides permettent de séparer les effets dus à la chimie des effets radiatifs dans nos résultats. Ces deux simulations sont les suivantes :

- **Paléo\_rad** : le changement orbital est uniquement pour le schéma radiatif, la chimie stratosphérique est en mode contrôle.
- **Paléo\_chem** : le changement orbital est uniquement pour la chimie, le schéma radiatif est en mode contrôle.

Ces deux dernières simulations vont permettre de déterminer l'impact de l'utilisation d'un modèle de chimie stratosphérique dans les résultats de simulations de paléoclimat et d'évaluer s'il est indispensable de l'inclure dans les modèles climatiques pour ce type de simulations.

Le tableau 1 résume les différentes simulations utilisées lors de ce travail.

Tableau 1: Résumé des différentes simulations

	Schéma radiatif en mode paléo (-11000 ans)	Schéma radiatif en mode contrôle (aujourd'hui)	Chimie stratosphérique en mode paléo (-11000 ans)	Chimie stratosphérique en mode contrôle (aujourd'hui)
Contrôle		X		X
Paléo	X		X	
Paléo_rad	X			X
Paléo-chem		X	X	

Le modèle calcule les résultats sur 100 ans de simulations. Les 20 premières années ne sont ensuite pas prises en compte dans l'analyse des résultats car c'est le temps utilisé par le modèle pour s'ajuster. Nous analysons donc les moyennes des résultats pour les 80 années suivantes.

Le schéma radiatif dans les simulations utilise les valeurs pré-industrielles pour les gaz à effet de serre CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub> (cf. tableau 2). Les valeurs pour l'an 2000 sont utilisées pour la validation du modèle.

Tableau 2: concentration des gaz à effet de serre CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub> utilisées dans les simulations étudiées.

	[CO <sub>2</sub> ]	[N <sub>2</sub> O]	[CH <sub>4</sub> ]
Pré-industriel	285 ppm	275 ppb	750 ppb
An 2000	369 ppm	316 ppb	1760 ppb

En ce qui concerne les autres gaz radiativement actifs pour nos simulations, l'ozone est calculé par le modèle FASTOC dans la stratosphère, les CFC ne sont pas présents et la vapeur d'eau est à ses concentrations climatologiques.



## 2 Rappels sur la dynamique

Avant de présenter les résultats il est important de rappeler certains mécanismes clés dans la dynamique stratosphérique. Dans ce chapitre nous rappellerons tout d'abord la structure de l'atmosphère ainsi que les structures principales de la circulation atmosphérique et plus particulièrement stratosphérique. Nous introduirons ensuite la notion d'onde atmosphérique et étudierons son impact sur la circulation générale. Finalement, nous présenterons l'outil mathématique de la moyenne eulérienne transformée, qui offre un cadre idéal pour analyser le forçage de la circulation atmosphérique par les ondes. Cet outil sera ensuite utilisé dans l'analyse des résultats des simulations.

### 2.1 La structure de l'atmosphère et la circulation stratosphérique

L'atmosphère peut être séparée en différentes couches selon le profil de température (cf. figure 4). Les deux couches les plus importantes pour ce travail sont la troposphère et la stratosphère. La troposphère est chauffée par le rayonnement émis par la surface de la Terre. Avec l'altitude, l'air devient moins dense et se refroidit par détente adiabatique. Ce profil de température rend la troposphère instable et la convection y est importante. Le profil de température de la stratosphère est inversé, avec un réchauffement avec l'altitude, ce qui la rend très stable (stratifiée). C'est dans la stratosphère, entre 15 et 45 km d'altitude environ, que se trouve la couche d'ozone, soit 90% de l'ozone total présent dans toute l'atmosphère (*Labitzke et Van Loon, 1999*). C'est cet ozone qui, en absorbant l'énergie solaire et la transmettant à son environnement, est responsable du réchauffement de l'air dans cette couche. La tropopause, qui est la zone de transition entre la troposphère et la stratosphère, se trouve en moyenne vers 12 km d'altitude. Au niveau des tropiques et subtropiques elle se trouve plus haut, vers 15-18 km d'altitude (environ 100 hPa) et dans les moyennes à hautes latitudes elle se trouve plus bas, vers 7-9 km d'altitude (environ 300 hPa). La stratopause, qui marque la limite entre la stratosphère et la mésosphère se trouve vers 50 km d'altitude, à une pression d'environ 1 hPa (*Labitzke et Van Loon, 1999*).

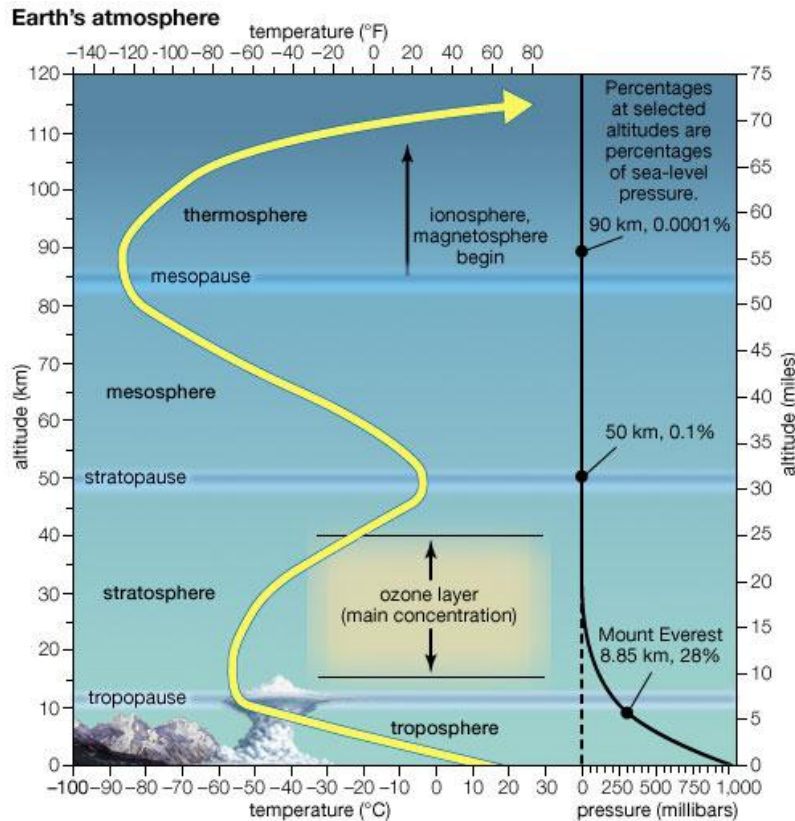


Figure 4: Structure de l'atmosphère. Source: Encyclopedia Britannica, 2007.

Nous allons maintenant décrire la circulation atmosphérique, et plus particulièrement la circulation stratosphérique. Il est important de noter que l'échelle pour représenter l'altitude peut être exprimée soit en kilomètres, soit en valeurs de pression. Les deux variables sont reliées par la loi barométrique (*Andrews et al., 1987*) :  $p = p_s e^{-z/H}$ ,  $p$  représentant la pression à une altitude  $z$ ,  $p_s$  étant la pression au niveau de la mer (1013 hPa) et  $H$  l'échelle caractéristique ( $\approx 7$ km).

La composante zonale (i.e. parallèle aux cercles de latitude) des vents est représentée sur la figure 5. Afin d'expliquer ce graphique il est important d'introduire la relation du vent thermique et la notion d'équilibre géostrophique. L'équilibre géostrophique résulte de l'équilibre entre le gradient de pression et la force de Coriolis. Il permet d'expliquer la direction des vents à large échelle. La relation du vent thermique associée au gradient méridional de température un gradient vertical de vitesse du vent zonal.

Dans la troposphère, le gradient de température dans les deux hémisphères va du pôle vers l'équateur. Les vents en direction des pôles pour balancer ce gradient sont déviés vers l'est par la force de Coriolis pour maintenir l'équilibre géostrophique. Le gradient de température le plus fort se trouve aux alentours de 30° de latitude. La relation du vent thermique implique qu'à cet endroit, le gradient vertical du vent zonal sera le plus important, ce qui explique la présence des deux jets subtropicaux vers

l'est à 30°N et 30°S dans la haute troposphère. Les vitesses dans les jets subtropicaux peuvent atteindre 30-40 m/s.

Dans la stratosphère, le gradient de température va du pôle d'hiver où règne la nuit polaire au pôle d'été, ensoleillé continuellement. Dans l'hémisphère d'hiver, le gradient le plus important est à la limite de la zone où règne la nuit polaire vers 65°, ce qui explique la présence d'un fort courant appelé le vortex. Dans l'hémisphère d'été le gradient de température étant inversé, les vents circulent dans la direction opposée, vers l'ouest.

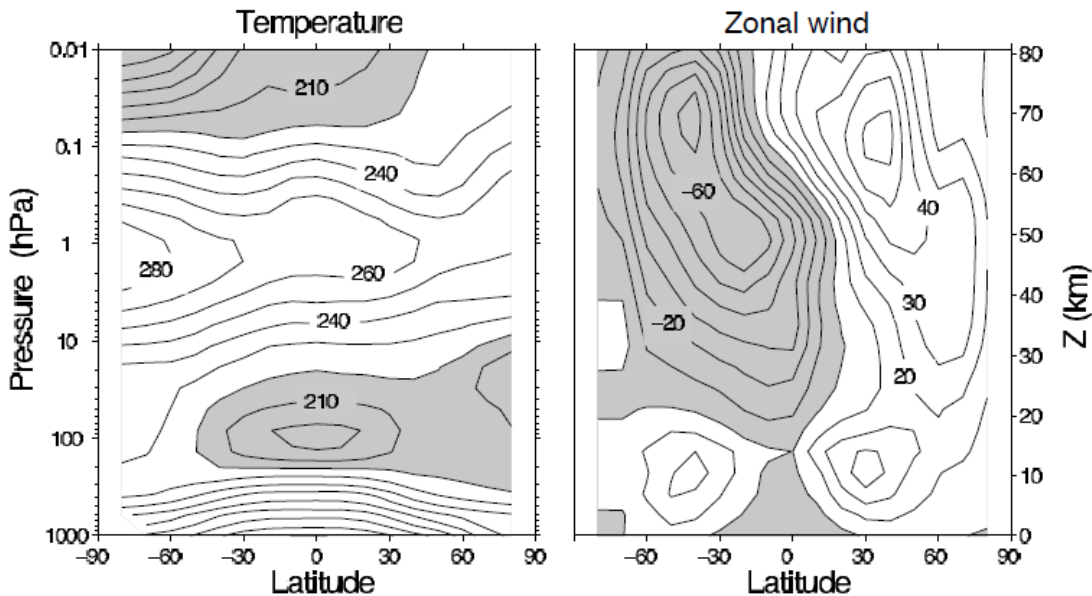


Figure 5: Température en moyenne zonale (à gauche) et vents zonaux (à droite) au mois de janvier. Les intervalles pour les contours de température sont 10K et les valeurs inférieures à 220K sont grisées. Les intervalles des contours des vents sont 10 m/s et les valeurs négatives représentant les vents d'est sont grisées. Source : Vallis, 2006.

Le vortex est donc un fort courant en rotation cyclonique autour du pôle dans l'hémisphère d'hiver. Une image du vortex arctique est donnée en figure 6.

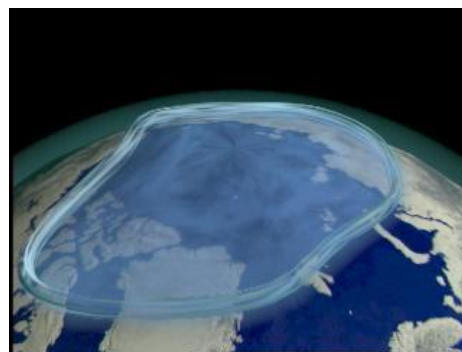


Figure 6: Vortex arctique. Source: NASA.

A l'intérieur du vortex c'est la nuit polaire: le rayonnement solaire n'atteint plus ces latitudes. De plus, le courant isole les masses d'air à l'intérieur et les masses d'air plus chaudes des moyennes latitudes ne peuvent pas s'y mélanger. En conséquence, les températures à l'intérieur du vortex diminuent très fortement et peuvent atteindre  $-80^{\circ}\text{C}$ . Dans l'hémisphère sud, le vortex est en général plus fort car moins perturbé par la présence des continents et les températures à l'intérieur peuvent être encore inférieures à celles à l'intérieur du vortex de l'hémisphère nord.

La circulation méridionale est plus faible que la circulation zonale, surtout dans la stratosphère. Dans ce travail nous nous intéressons surtout à la circulation méridionale stratosphérique qui a une influence sur le transport d'ozone stratosphérique : la circulation de Brewer-Dobson.

La production d'ozone se déroule en majeure partie dans la stratosphère tropicale, où l'insolation est la plus importante (les mécanismes de production de l'ozone seront discutés dans la section 4.3). Cependant, on retrouve également de l'ozone vers les pôles. Il doit donc exister une circulation qui transporte l'ozone de son lieu de production vers les plus hautes latitudes. Cette circulation s'appelle la circulation de Brewer-Dobson, d'après les scientifiques Brewer et Dobson qui ont les premiers découverts ce phénomène.

La figure 7 schématise la circulation de Brewer-Dobson. C'est une circulation méridionale qui forme une grande cellule dans la stratosphère de tout l'hémisphère d'hiver. Cette figure représente une moyenne sur l'année, la circulation de Brewer-Dobson étant inexistante dans l'hémisphère d'été. L'air monte de la troposphère dans la stratosphère dans les basses latitudes, se dirige ensuite en direction des pôles en emportant avec lui l'ozone tropical, puis redescend dans les moyennes et hautes latitudes.

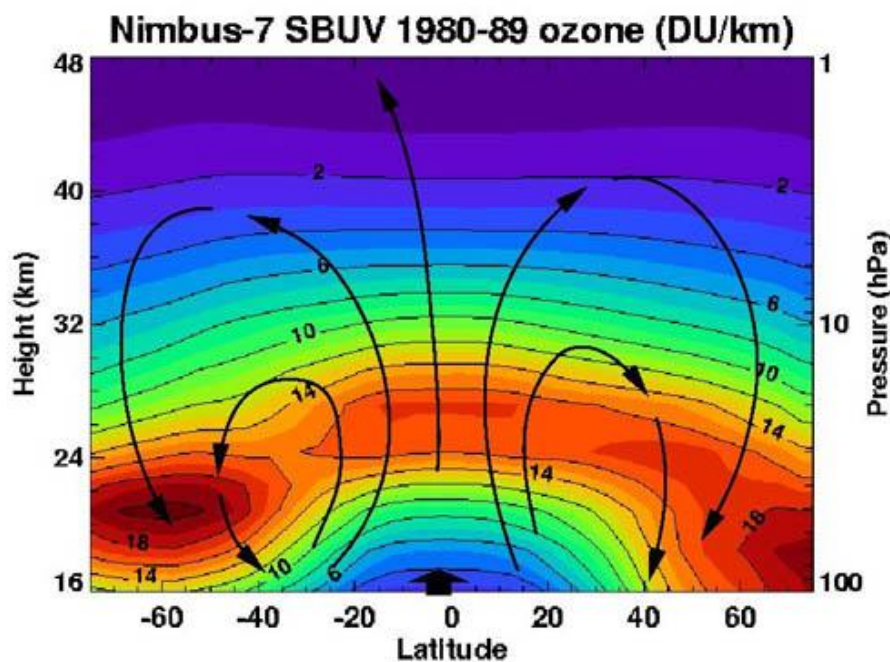


Figure 7: Circulation de Brewer Dobson (flèches) et concentration d'ozone (couleurs). Source: NASA,2000.

La circulation de Brewer-Dobson est générée par l'activité des ondes atmosphériques dans la stratosphère extratropicale. Nous allons donc maintenant étudier le concept d'ondes et leur impact sur la circulation stratosphérique.

## 2.2 Les ondes atmosphériques

Les ondes atmosphériques sont des perturbations dans les champs atmosphériques et permettent de transporter de la chaleur et de la quantité de mouvement sur de longues distances. Leur influence peut être à l'échelle de la planète. Il existe différents types d'ondes dans l'atmosphère avec des échelles de temps et d'espace ainsi que des mécanismes de restauration très différents (mécanismes qui créent le mouvement ondulatoire pour restaurer un équilibre perturbé). Certaines ondes sont stationnaires, d'autres peuvent se déplacer.

Les ondes présentes dans la stratosphère sont majoritairement créées dans la troposphère (où l'instabilité est beaucoup plus forte) puis se propagent verticalement pour atteindre la stratosphère. Une onde va être créée lorsqu'un équilibre est perturbé et pour retrouver cet équilibre les masses d'air vont se mettre à osciller, créant ce mouvement d'ondes. Divers phénomènes peuvent être à l'origine des ondes, comme un contraste de températures ou la topographie.

60% du forçage de la circulation de Brewer-Dobson est dû aux ondes résolues par les modèles, dont la majorité sont les ondes de Rossby (*McLandress and Shepherd, 2009*). Les ondes de Rossby sont les plus importantes dans la stratosphère car elles forcent la circulation méridionale à cet endroit de l'atmosphère. Les 40% restant sont dus aux ondes de gravité orographiques. Elles ont un impact encore plus fort à des altitudes plus élevées, dans la mésosphère.

Le mécanisme de restauration des ondes de Rossby est la variation de la force de Coriolis avec la latitude. Les ondes de Rossby avec une très grande longueur d'onde (jusqu'à 10 000 km) sont les ondes planétaires. Elles sont principalement générées par les forts gradients de températures et de vitesses de vents créés par les grandes structures topographiques telles que l'Himalaya ou les Rocheuses et par les différences océan-continent. Elles peuvent se propager verticalement dans la stratosphère, mais uniquement dans un environnement où règnent des vents d'ouest, donc uniquement lors de l'hiver (*Vallis, 2006*). C'est pour cela que la circulation de Brewer-Dobson, qui est générée par les ondes, est inexistante dans la stratosphère de l'hémisphère d'été. Leur propagation dépend également de leur longueur d'onde, et ce sont principalement les ondes de Rossby de grande longueur (ondes 1 et 2) qui peuvent se propager verticalement.

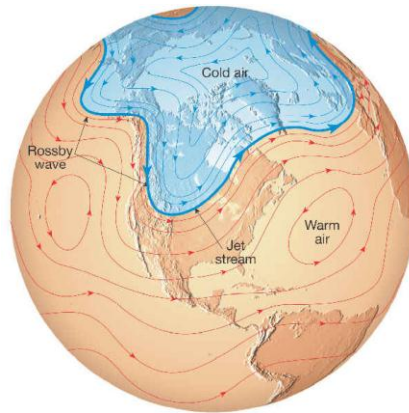


Figure 8: Onde de Rossby. Source : <http://www.geography.hunter.cuny.edu>

Le mécanisme de restauration des ondes de gravité est la poussée d'Archimède. Elles sont créées par la topographie ou par le passage de fronts dans la masse d'air. Ces ondes sont très difficiles à paramétriser car très complexes. Celles paramétrisées dans la version du modèle utilisée sont les ondes de gravité orographiques.

Lorsqu'une onde se propage dans la stratosphère, son amplitude croît jusqu'à ce qu'elle s'y casse, dissipant ainsi son énergie et déposant de la quantité de mouvement en direction de l'ouest dans la circulation stratosphérique. Ce dépôt de quantité de mouvement en direction de l'ouest a pour effet de ralentir le vortex polaire. Le vortex est ainsi affaibli et peut même aller jusqu'à se briser. L'hémisphère nord comportant la majorité des masses continentales, et donc pouvant créer le plus de perturbations, l'activité des ondes y est plus importante. Le vortex de l'hémisphère nord est donc plus faible que le vortex de l'hémisphère sud car il est plus perturbé.

La quantité de mouvement en direction de l'ouest déposée par l'onde lorsqu'elle se casse est déviée par la force de Coriolis vers le nord dans l'hémisphère nord et vers le sud dans l'hémisphère sud pour maintenir l'équilibre géostrophique, initiant ainsi la circulation méridionale de Brewer-Dobson.

Ces ondes sont donc extrêmement importantes car elles ont un impact sur le vortex qui est un lieu de destruction de l'ozone, et sont le processus clé pour comprendre le transport de l'ozone dans la stratosphère.

## 2.3 La moyenne eulérienne transformée

Avant de présenter les résultats des simulations il est utile de s'intéresser aux équations mathématiques qui décrivent les phénomènes que nous venons d'étudier et plus particulièrement un formalisme mathématique très utile pour l'interprétation des résultats. Ceci permettra également de mieux comprendre les résultats et certaines variables utilisées pour les présenter. Nous allons donc tout d'abord expliquer ce qu'est la moyenne eulérienne transformée et quelle est son utilité.

La moyenne eulérienne transformée est un formalisme mathématique qui permet, en manipulant les équations générales de l'atmosphère, d'étudier l'interaction entre les ondes et l'écoulement moyen zonal. En effet, il offre un cadre utile pour diagnostiquer l'impact du forçage du courant atmosphérique moyenné zonalement par les *eddies* (les perturbations variant longitudinalement, donc nos ondes). Il permet également d'avoir un meilleur aperçu des processus de transports dans le plan méridional. Finalement, il donne une relation claire entre les *eddies*, l'écoulement moyen zonal et la circulation résiduelle.

Afin de donner une explication de cette moyenne eulérienne transformée, nous allons nous placer dans le cadre de la quasi-géostrophie. Ce cadre est utile lorsque le mouvement est dominé par l'équilibre géostrophique (équilibre entre le gradient de pression et la force de Coriolis), et décrit bien le flux à large échelle dans les extra-tropiques (*Andrews et al., 1987*). Le vent horizontal peut alors être approximé par le vent géostrophique  $\mathbf{u}_g \equiv (u_g, v_g, 0)$ . Le vent agéostrophique est défini comme la différence entre le vent  $(u, v, w)$  et le vent géostrophique (*Andrews et al., 1987*) :

$$u_a \equiv u - u_g \quad v_a \equiv v - v_g \quad w_a \equiv w$$

Il est important de noter que dans le modèle IGCM-FASTOC, l'approximation quasi-géostrophique n'est pas utilisée et ce sont les équations complètes qui sont résolues. Cependant, afin de donner un aperçu général simplifié de cette procédure mathématique et par souci de clarté, le cadre quasi-géostrophique et les coordonnées cartésiennes seront utilisés pour toute la démonstration mathématique.

Les équations générales décrivant le mouvement dans le cadre quasi-géostrophique sont (*Holton, 2004*):

$$D_g u_g - f_0 v_a - \beta y v_g = X \quad \text{composante zonale de l'éq. de quantité de mouvement} \quad (1.1)$$

$$D_g v_g + f_0 u_a + \beta y u_g = Y \quad \text{composante méridionale de l'éq. de quantité de mouvement} \quad (1.2)$$

$$\partial_x u_a + \partial_y v_a + \rho_0^{-1} \partial_z (\rho_0 w_a) = 0 \quad \text{équation de continuité} \quad (1.3)$$

$$D_g T + \frac{\kappa T}{H} w_a = Q \quad \text{équation thermodynamique} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = H^{-1} R T \quad \text{approximation hydrostatique} \quad (1.5)$$

$$\text{avec } D_g \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y}$$

Les équations (1.1) et (1.2) sont les composantes zonales et méridionales de l'équation de quantité de mouvement. Les termes X et Y représentent les termes non conservatifs comme la dissipation, la



viscosité ou la friction. Les termes  $D_g u_g$  et  $D_g v_g$  sont les dérivées totales suivant les vents géostrophiques des composantes zonales et méridionales du vent géostrophique. Les termes restants représentent l'accélération de Coriolis, avec  $f_0$  le paramètre de Coriolis. L'équation (1.3) est l'équation de continuité qui représente la conservation de la masse. L'équation (1.4) est l'équation thermodynamique,  $Q$  représentant le terme de réchauffement diabatique. L'équation (1.5) est l'approximation hydrostatique, qui représente l'équilibre entre la force de pression et la force gravitationnelle, avec  $\phi$  le géopotentiel.

Comme mentionné au début de ce chapitre, nous analysons une circulation atmosphérique moyennée zonalement et voulons analyser l'impact des variations longitudinales (les ondes) sur cette moyenne. Il est donc utile de séparer les variables atmosphériques (vents, températures....) en une composante moyennée zonalement (représentée avec une barre supérieure) et une déviation de cette moyenne (représentée avec une prime) (Holton, 2004):

$$A = \bar{A} + A'$$

La moyenne zonale est aussi appelée moyenne eulérienne. En appliquant cette décomposition aux équations générales (1.1)-(1.5), nous obtenons les équations moyennées zonalement suivantes :

$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}_a = \bar{X} - \frac{\partial(\bar{u}'v')}{\partial y}$	<p>équ. de la quantité de mouvement, composante zonale (2.1)</p>
$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + N^2 H R^{-1} \bar{w}_a = \bar{Q} - \frac{\partial(\bar{v}'T')}{\partial y}$	<p>équ. thermodynamique (2.2)</p>

$\frac{\partial \bar{v}_a}{\partial y} + \rho_0^{-1} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}_a}{\partial z} = 0$	<p>équ. de continuité (2.3)</p>
--	---------------------------------

La composante méridionale de l'équation de la quantité de mouvement (équ. 1.2) devient après l'application du moyennage l'équation de la balance géostrophique (équilibre entre le gradient de pression et la force de Coriolis), qui, combinée à l'approximation hydrostatique (équ. 1.5), donne la relation du vent thermique :

$f_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$	<p>relation du vent thermique (2.4)</p>
--	---

Cette relation a été discutée dans la section 2.1. Elle implique qu'à un gradient méridional de température est lié un gradient vertical du vent zonal (le cisaillement du vent).



Si l'on se concentre maintenant sur les éq (2.1) et (2.2) on peut voir que le rôle des *eddies* (les perturbations) apparaît sous la forme de deux *eddy fluxes* :

$\overline{u'v'}$  : eddy momentum flux

$\overline{v'T'}$  : eddy heat flux

$\overline{u'v'}$  représente le flux moyen zonal vers le nord de vent d'ouest transporté par les ondes et  $\overline{v'T'}$  le flux moyen zonal vers le nord de chaleur transporté par les ondes. Ce sont les gradients méridionaux de ces deux flux qui influencent l'état moyen zonal, comme on peut le voir dans les équations: dans l'éq. (2.1) le gradient de *eddy momentum flux* influence le vent zonal  $\bar{u}$  et dans l'équation (2.2) le gradient de *eddy heat flux* influence la température zonale  $\bar{T}$ . Les autres termes importants dans ces deux équations sont la force de Coriolis ( $f_0\bar{v}_a$ ), le refroidissement adiabatique  $N^2HR^{-1}\bar{w}_a$  et le réchauffement diabatique  $\bar{Q}$ .

Il est important de noter que le système d'équation (2.1)-(2.2) est couplé par la relation du vent thermique (2.4) qui lie le terme du vent zonal à celui de la température. Ainsi un des deux *eddy fluxes* ne peut pas affecter un terme zonal sans affecter l'autre. Voici un exemple pour illustrer cette relation : imaginons une onde avec un *eddy momentum flux*  $\overline{u'v'}$  nul mais un *eddy heat flux*  $\overline{v'T'}$  non nul. D'après l'équation (2.2),  $\overline{v'T'}$  va modifier la température zonale moyenne. Or la relation du vent thermique exige qu'il y ait un changement dans le vent zonal, afin de conserver la balance du vent thermique. Ce changement dans le vent zonal est donc réalisé par la circulation méridionale représentée par les termes ( $\bar{v}_a, \bar{w}_a$ ). Ainsi la circulation méridionale ( $\bar{v}_a, \bar{w}_a$ ) ajuste l'état zonal pour conserver la relation du vent thermique. Nous en déduisons ici que les *eddies*, donc les ondes, maintiennent en équilibre l'état zonal et la circulation méridionale.

Cette formulation de la moyenne eulérienne n'est cependant pas satisfaisante car le forçage de l'écoulement moyen par les ondes est représenté par deux termes, les *eddy fluxes*, dans deux équations différentes. Ce cadre n'est pas très pratique pour analyser le forçage net du vortex polaire stratosphérique par les ondes. Pour construire un nouvel outil, les équations (2.1) et (2.2) peuvent être simplifiées en considérant que, dans la région et la saison d'intérêt (soit les extra-tropiques en hiver), l'état moyen est presque stationnaire. L'équilibre dominant est alors le suivant (Holton, 2004):

Force de Coriolis  $\approx$  divergence de l'*eddy momentum flux*

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}_a = \bar{X} - \frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y} \quad (3.1)$$

Refroidissement adiabatique  $\approx$  convergence de l'*eddy heat flux* + **réchauffement diabatique**

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + N^2 HR^{-1} \bar{w}_a = - \frac{\partial(\overline{v'T'})}{\partial y} + \bar{Q} \quad (3.2)$$

Les changements dans l'écoulement moyen sont donc principalement dus à des petits déséquilibres entre les termes de forçage et la circulation méridionale (Holton, 2004). Dans l'équation (3.2) il faut noter les termes du refroidissement adiabatique et du *eddy heat flux* ont tendance à s'annuler, le terme du réchauffement diabatique étant un petit résidu. L'astuce mathématique est de prendre en

considération cette annulation et de définir une circulation méridionale résiduelle. Résiduelle, car son moteur est le réchauffement diabatique, qui est le résidu de l'équilibre dans l'équation (3.2) :

$$\bar{v}^* = \bar{v}_a - \rho_0^{-1} R H^{-1} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 \overline{v' T'}}{N^2} \right) \quad (4.1)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w}_a + R H^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\overline{v' T'}}{N^2} \right) \quad (4.2)$$

En insérant ces deux nouvelles variables dans les équations (2.1)-(2.2), nous obtenons le set d'équations appelées la moyenne eulérienne transformé :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}^* - \bar{X} = \rho_0^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + N^2 H R^{-1} \bar{w}^* = \bar{Q} \quad (5.2)$$

Le terme du *eddy heat flux* a été éliminé de l'équation thermodynamique et combiné au terme du *eddy momentum flux* dans une nouvelle variable  $\mathbf{F}$ , le flux d'Eliassen Palm. Il est défini de la manière suivante (Holton, 2004) :

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\rho_0 \overline{u' v'} \\ \frac{f_0 \rho_0 R}{N^2 H} \overline{v' T'} \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \nabla \cdot \begin{pmatrix} F_y \\ F_z \end{pmatrix} = - \frac{\partial}{\partial y} \rho_0 \overline{u' v'} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f_0 \rho_0 R}{N^2 H} \overline{v' T'} \right) \quad (6.2)$$

Le flux d'Eliassen-Palm est un vecteur dont la composante méridionale est proportionnelle au *eddy momentum flux* et la composante verticale est proportionnelle au *eddy heat flux* (6.1). Ce flux est dû aux eddies de grande échelle comme les ondes de Rossby. Sa divergence représente le forçage net dû aux ondes (cf. éq. 5.1). Cette divergence est donnée par l'équation (6.2). Nous pouvons constater que les deux *eddy fluxes* n'agissent pas séparément pour forcer la circulation zonale et méridionale, mais dans la combinaison donnée par la divergence, ce qu'il n'était pas possible de connaître avec les équations de la moyenne eulérienne standard.

- Lorsque  $\nabla \cdot \mathbf{F} > 0$  , nous avons une divergence et cela correspond à une source d'ondes.
- Lorsque  $\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$  , nous avons une zone de convergence, c'est-à-dire une dissipation d'énergie due par exemple aux ondes de Rossby qui se cassent. L'énergie est transférée dans le courant moyen (et le décélère) et conduit la circulation résiduelle. Lorsque les ondes se cassent, les ondes de Rossby déposent de la quantité de mouvement dans la direction ouest.

La circulation méridionale ( $\overline{v_a}, \overline{w_a}$ ) a également disparu des éq. (5.1)-(5.2) pour laisser place aux termes de la circulation résiduelle méridionale ( $\overline{v^*}, \overline{w^*}$ ). Ce set d'équation donne une relation très utile entre l'état moyen zonal, le forçage par les ondes et la circulation résiduelle. Ici encore si nous avons un forçage par les ondes, la circulation résiduelle est là pour équilibrer la relation du vent thermique.

Ces nouvelles variables vont être très utiles pour étudier les résultats des simulations et étudier le comportement des ondes. Par exemple, représenter graphiquement le flux d'Eliassen-Palm et sa divergence permet de visualiser le flux d'ondes dans la stratosphère et l'endroit où elles se cassent. Le *eddy heat flux* étant proportionnel à la composante verticale du flux d'Eliassen-Palm (cf. éq 6.1), il est intéressant de le représenter à 100 hPa (la tropopause) pour visualiser le flux d'ondes qui pénètre dans la stratosphère.

La figure 9 représente le flux d'Eliassen Palm (vecteurs), sa divergence (contours fins), ainsi que les vents zonaux (contours épais avec valeurs de la vitesse en m/s) pour l'hiver de l'hémisphère nord. La divergence positive est représentée en gris clair et la divergence négative (donc les zones de convergence, où il y a cassage d'ondes) est représentée en gris foncé, avec des traits-tillés. Dans la stratosphère, l'instabilité baroclinique à l'origine de la formation des ondes est faible, ainsi la majorité des ondes sont issues de la propagation verticale à partir de la troposphère. On peut voir également que le flux d'Eliassen-Palm est pratiquement nul dans l'hémisphère d'été car les ondes ne peuvent se propager dans les zones où règnent des vents d'est. Il y a une forte convergence dans les hautes latitudes de l'hémisphère d'hiver, qui représente le cassage des ondes qui génère la circulation résiduelle méridionale et décélère l'écoulement moyen.

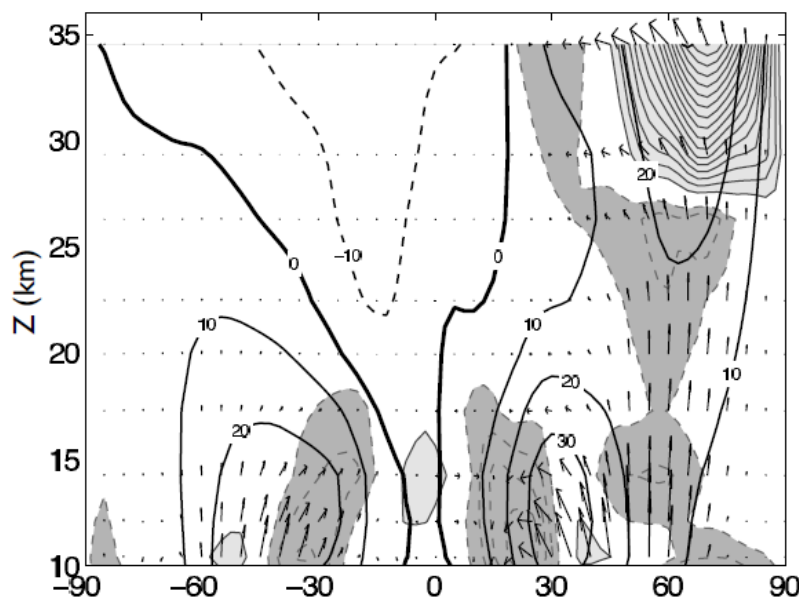


Figure 9: Flux d'Eliassen-Palm (vecteurs), sa divergence (contours fins, positive pour les lignes pleines, négative pour les traits-tillés) et vents zonaux (contours épais) lors de l'hiver en hémisphère nord. Source: Vallis, 2006, Fig. 13.15.

Revenons finalement sur la circulation moyenne méridionale résiduelle. Le moteur de cette circulation est le réchauffement diabatique et elle est directement reliée au flux moyen méridional de masse. Elle approxime donc le mouvement moyen d'une parcelle d'air et permet de visualiser la circulation de Brewer-Dobson. Cette circulation résiduelle est un autre diagnostic utile pour analyser nos résultats et observer les changements dans la circulation de Brewer-Dobson. La figure 10 représente la fonction de courant liée à la circulation résiduelle moyenne pendant l'hiver dans l'hémisphère nord.

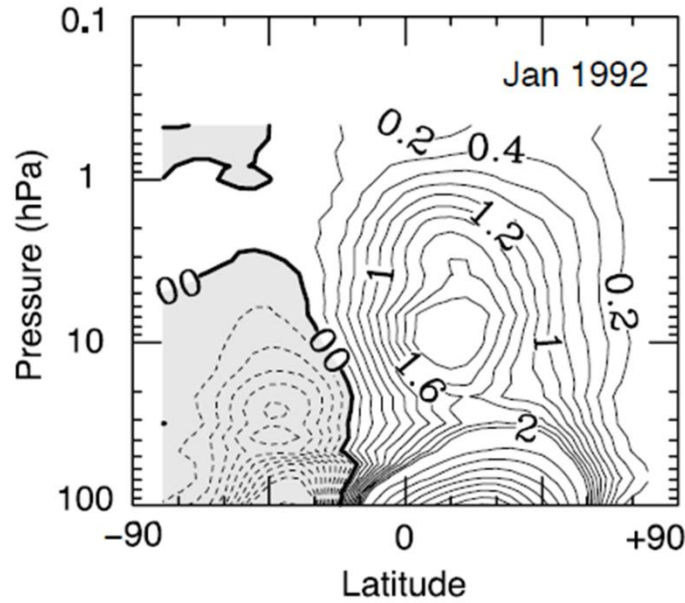


Figure 10: Fonction de courant résiduelle observée ( $10^9$  kg/s) au mois de janvier 1992. Source : Vallis, 2006, Fig. 13.13.

Les lignes représentent les lignes de courant et sont en tous points tangentes à  $(\bar{v}^*, \bar{w}^*)$ . La circulation est plus faible dans l'hémisphère d'été puisqu'il y a moins de propagation d'ondes qui sont le moteur de cette circulation. La branche de la circulation dans l'hémisphère nord est positive alors que la circulation dans l'hémisphère sud est négative car le mouvement résiduel va vers le sud. Il est aisé d'expliquer le sens de la circulation. Lorsqu'il y a une convergence, la divergence du flux d'Eliassen-Palm est négative. Or l'équilibre principal dans la relation (5.1) est :

$$-f_0 \bar{v}^* \approx \rho_0^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}$$

Dans l'hémisphère nord, le paramètre de Coriolis  $f_0$  est positif,  $\bar{v}^*$  doit donc être positif pour respecter l'équilibre ci-dessus. Dans l'hémisphère sud  $f_0$  est négatif,  $\bar{v}^*$  est donc négatif.

Maintenant que les concepts principaux concernant la dynamique stratosphérique ont été rappelés et que les outils mathématiques pour analyser les résultats ont été présentés, nous pouvons analyser les résultats des simulations. Nous commencerons tout d'abord par la validation du modèle.

### 3 Validation du modèle

La version du modèle IGCM-FASTOC utilisée pour ce travail est la version la plus récente incluant notamment les paramétrisations pour les ondes de gravité orographiques ainsi que quelques niveaux verticaux supplémentaires. Cette nouvelle version n'ayant pas encore été validée avant le début du projet, ce fut un des objectifs du présent travail.

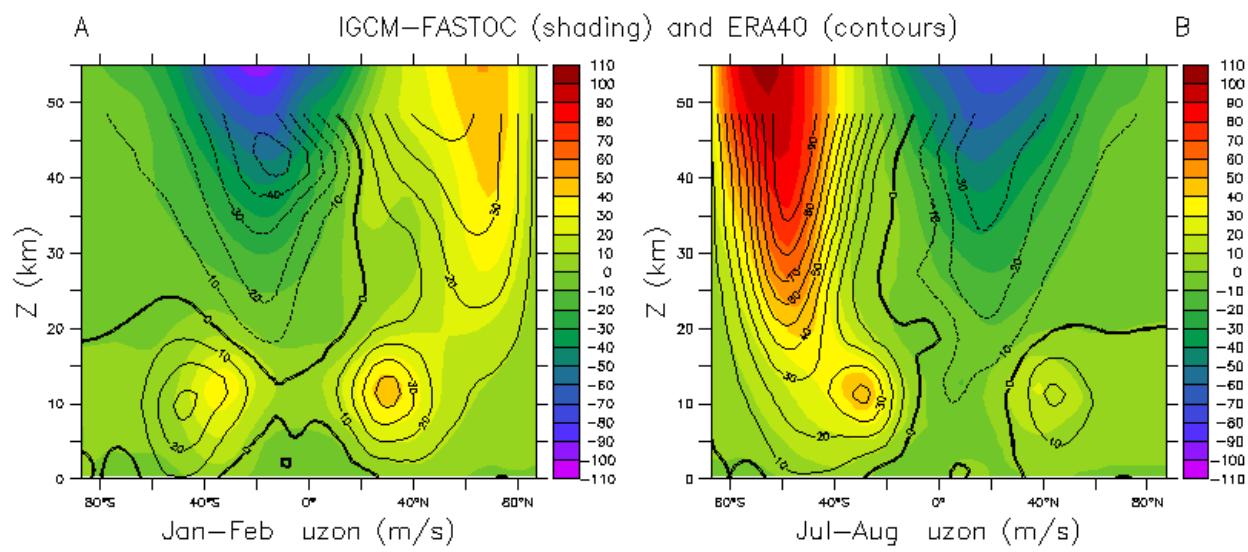
Afin de valider le modèle et ainsi vérifier qu'il reproduit de manière correcte les mécanismes se produisant dans l'atmosphère qui sont pertinents pour l'étude de la stratosphère nous utilisons des données issues de la réanalyse ERA40 et les comparons aux résultats obtenus par notre modèle. La réanalyse consiste à rassembler des données d'observations climatologiques et à les utiliser en conjonction avec un modèle climatique global afin de reconstituer des champs atmosphériques complets et cohérents pour chaque jour où il existe des observations. Cette combinaison d'observations et de modélisation permet de traiter des observations de sources très diverses et d'obtenir une couverture spatiale et temporelle régulière à l'échelle de la planète (POCCARD, I. 2000).

Les réanalyses ERA40 sont utilisées ici pour la validation du modèle. Elles ont été produites par le centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF) pour les années 1957 à 2002. Pour la comparaison avec les résultats du modèle IGCM-FASTOC nous avons cependant utilisé uniquement les années 1965-71 et 1974-81. Les données ont été obtenues sur le serveur de données de l'ECMWF<sup>2</sup>. Ces années correspondent à des périodes, où il n'y a pas eu de réduction significative dans la couche d'ozone et pas de forts événements El Niño, ce qui permet d'avoir une comparaison plus juste avec notre modèle. Cependant il faut noter que les concentrations en gaz à effet de serre sont différentes entre les données ERA 40 et celles de l'IGCM-FASTOC (dont les concentrations en CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub> correspondent aux valeurs de l'année 2000, voir tableau 1). Cela peut créer de légères différences dans certains champs, mais la position les structures dynamiques en moyenne zonale ne devraient pas être affectées significativement.

La figure 11 représente les vents zonaux simulés avec notre modèle IGCM-FASTOC (couleurs) ainsi que les résultats pour les vents obtenus des données ERA40 (contours) moyennés pour les mois de janvier-février (A) et juillet-août (B).

---

<sup>2</sup> [http://data-portal.ecmwf.int/data/d/era40\\_moda](http://data-portal.ecmwf.int/data/d/era40_moda)

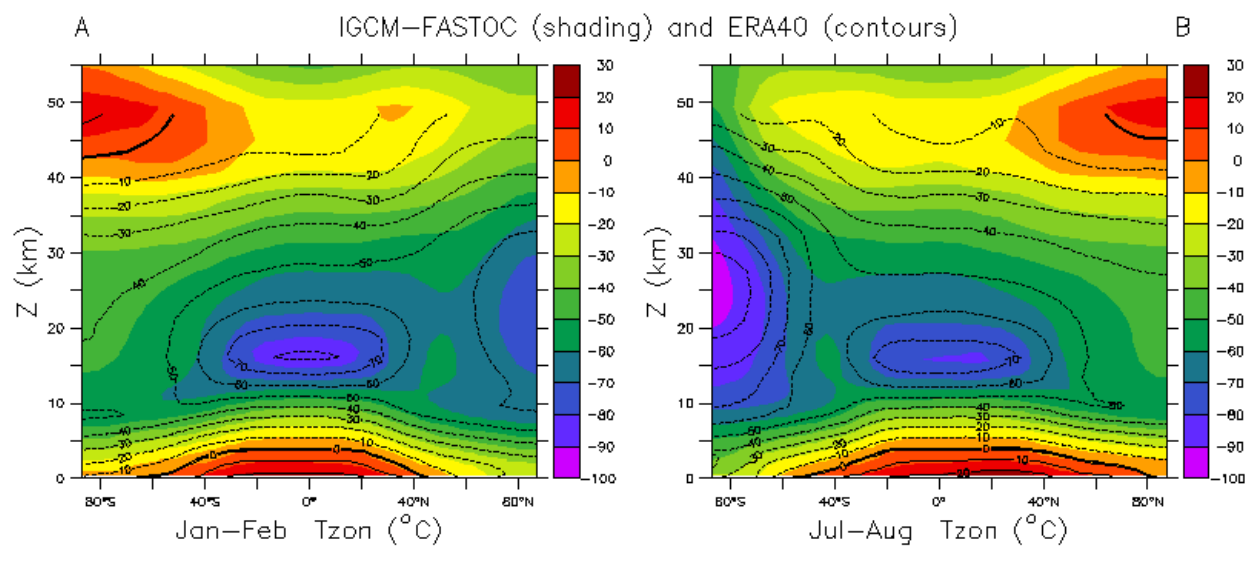


**Figure 11: Comparaison des simulations contrôle de l'IGCM-FASTOC (couleur) et des données de réanalyse ERA40 (contours) pour les vents zonaux (m/s), moyennés sur janvier-février (A) et juillet-août (B).**

D'une manière générale la structure dynamique est bien représentée par le modèle IGCM-FASTOC, surtout dans la basse atmosphère et dans l'hémisphère d'hiver. Le jet troposphérique d'hémisphère d'hiver est parfaitement centré pour les deux périodes de l'année. Le jet d'hémisphère d'été est décalé vers l'équateur et trop haut de quelques kilomètres. La force des deux jets est similaire aux valeurs ERA40. Le vortex est relativement bien représenté mais il est trop droit dans le modèle alors qu'il est normalement légèrement incliné. Le point sensible concernant le vortex est sa force, trop importante dans le modèle IGCM-FASTOC, surtout pendant l'hiver boréal avec des vents dépassant de 10 à 20 m/s les valeurs ERA 40, et de 10 m/s pour le vortex austral. Un vortex trop fort et trop droit est un problème rencontré fréquemment avec des modèles de circulation générale (car toutes les ondes ne sont pas modélisées). La région, où l'écart entre les valeurs ERA 40 et les résultats du modèle est le plus grand est la région des vents d'est dans la stratosphère de l'hémisphère d'été, qui sont beaucoup trop forts (de plusieurs dizaines de m/s) et trop hauts dans le modèle IGCM-FASTOC. Ces vents d'est ne contribuent cependant pas à la circulation résiduelle, leur mauvaise représentation ne devrait pas affecter cette dernière.

Cette nouvelle version du modèle montre donc une bonne représentation de la structure dynamique dans l'atmosphère des hémisphères d'hiver, une région-clé pour ce travail puisqu'elle inclut la génération des ondes dans la troposphère et leur propagation dans la stratosphère pour forcer la circulation moyenne. La très bonne modélisation de cette région confirme une bonne modélisation des ondes.

La figure 12 représente la température en moyenne zonale modélisée avec l'IGCM-FASTOC (couleur) ainsi que les valeurs ERA40 (contours) moyennées sur janvier-février (A) et juillet-août (B).



**Figure 12: Comparaison des simulations contrôle de l'IGCM-FASTOC (couleur) et des données de réanalyse ERA40 (contours) pour la température en moyenne zonale (°C), moyennés sur janvier-février (A) et juillet-août (B).**

La température en moyenne zonale est d'une manière générale bien représentée par le modèle. On rencontre un problème de pôles trop froids dans l'hémisphère d'hiver, qui est en lien avec le vortex trop fort observé ci-dessus. Le pôle nord en janvier-février est de 10 à 15 °C trop froid, dans l'hémisphère sud en juillet-août les valeurs sont plus proches des valeurs ERA40. La variation de la température dans l'espace dans ces zones a également une forme différente que les résultats ERA40. Finalement, le minimum de température à la tropopause tropicale, qui est une des zones les plus froides de l'atmosphère, est bien représentée et bien centrée.

La nouvelle version du modèle donne donc de bons résultats pour la région d'intérêt de ce travail et la région moins satisfaisante des vents d'est est moins importante pour notre analyse.

## 4 Résultats

### 4.1 Test t de Student

La plupart des résultats de ce travail sont présentés sous la forme d'un graphique, dont les valeurs sont une différence entre les résultats d'une simulation paléo et ceux de la simulation contrôle. Il est ainsi aisément possible de visualiser l'impact du changement orbital sur ces résultats.

Pour déterminer si la différence entre les valeurs paléo et contrôle est significative on procède au test statistique bilatéral t de Student. Sachant que pour chaque variable, en chaque point, nous avons des valeurs simulées sur 80 années, le test permet de comparer la moyenne sur ces 80 années pour la simulation contrôle et pour la simulation paléo en prenant en compte la variance des sets de données, et déterminer si cette différence est significative par rapport à cette variance selon un certain seuil pour chaque point.

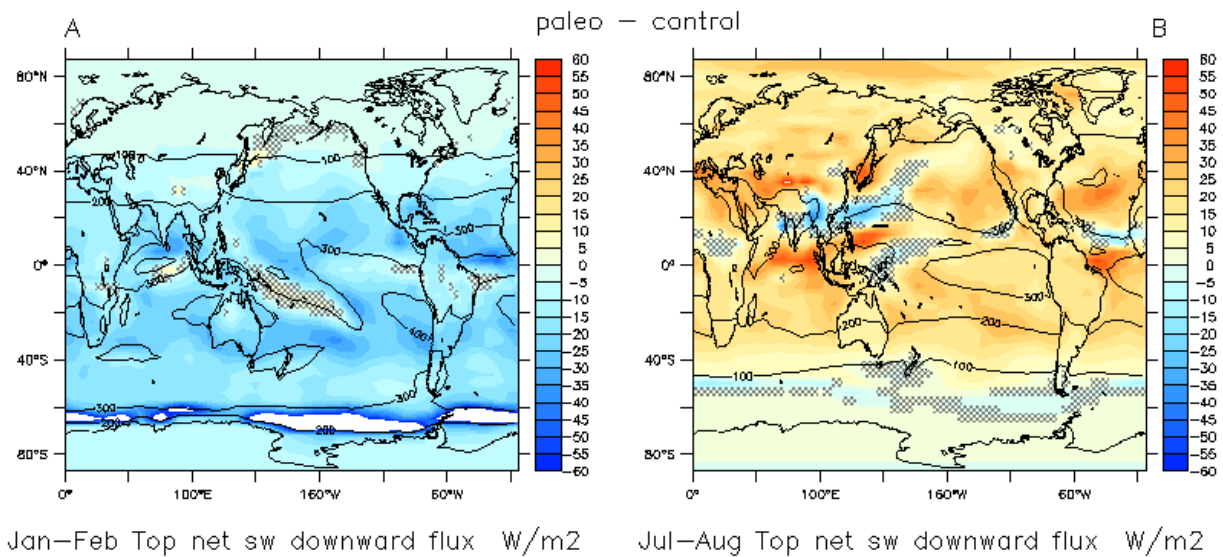
Les résultats de ce test sont systématiquement représentés sur les graphiques sous forme de zones grisées. Ces zones représentent toutes les régions où la différence entre les simulations paléo et contrôle n'est pas significative selon le seuil bilatéral de 5%. Ainsi les résultats significatifs sont laissés visibles, ce qui permet d'observer les zones où le changement orbital a un réel impact.

### 4.2 Dynamique

#### 4.2.1 Rayonnement net de courte longueur d'onde au sommet de l'atmosphère

La figure 13 montre la différence de rayonnement net de courte longueur d'onde (longueurs d'onde du rayonnement solaire) entre la simulation paléo et la simulation contrôle. C'est la différence entre la quantité de rayonnement solaire arrivant au sommet de l'atmosphère et la partie réfléchiée par les nuages ou la glace. Cette fraction du rayonnement solaire réfléchiée par la surface de la Terre ou les nuages est l'albédo. Rappelons que la simulation paléo correspond à la configuration orbitale d'il y a 11000 ans, lorsque le soleil était au périhélie en juillet. Dans la simulation contrôle le soleil est au périhélie en janvier, c'est la situation actuelle (cf. tableau 1). Les résultats sont moyennés sur les périodes de janvier-février (A) et de juillet-août (B).



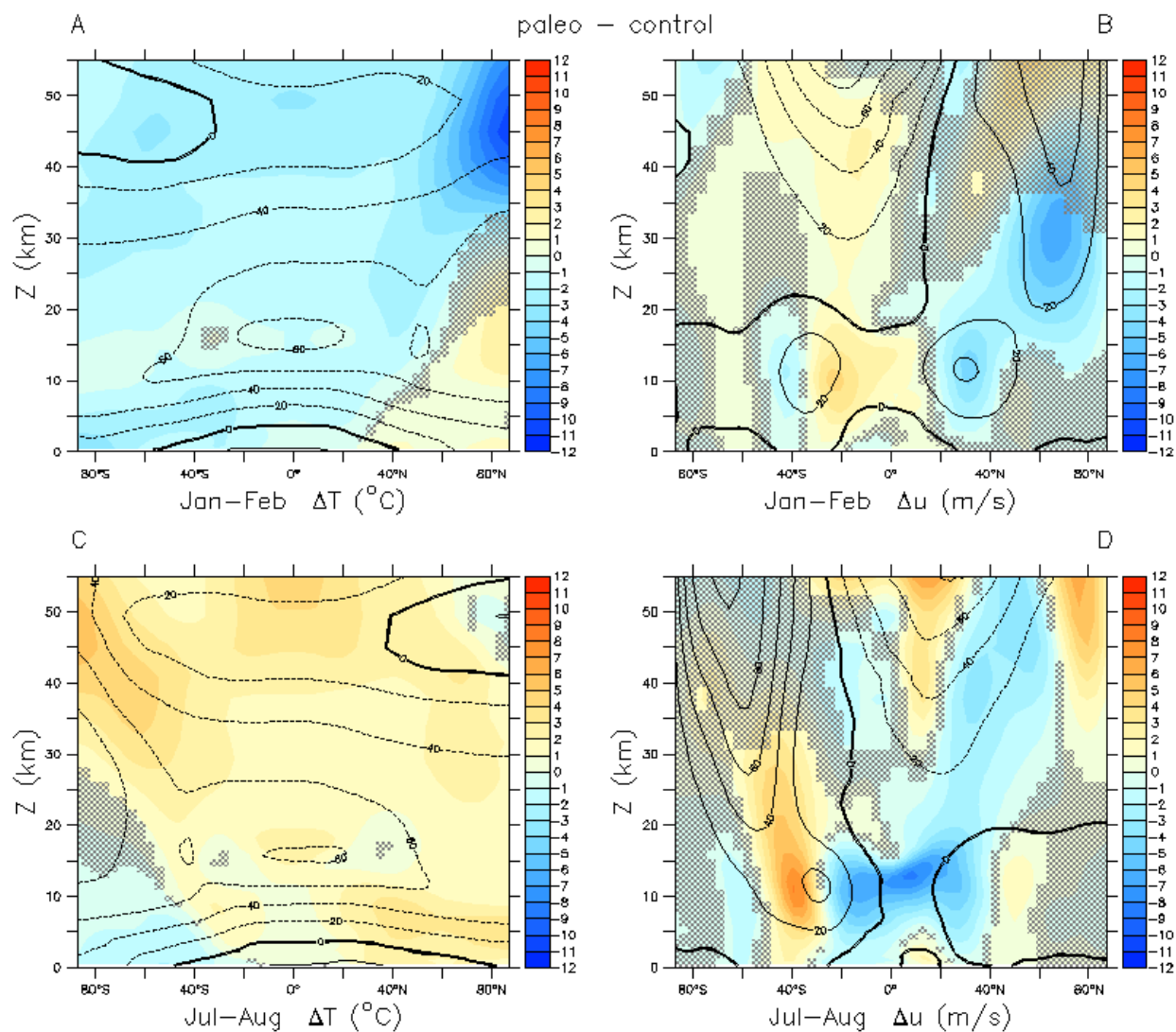


**Figure 13: Différence de rayonnement net de courte longueur d'onde au sommet de l'atmosphère (W/m²) entre les simulations paléo et contrôle. Les contours représentent les valeurs contrôle. A) moyenne sur les mois de janvier-février. B) moyenne sur les mois de juillet-août**

La différence de rayonnement arrivant au sommet de l'atmosphère due au changement orbital est bien visible. En janvier-février, la Terre se trouve plus loin du Soleil dans la simulation paléo que dans la simulation contrôle et il y a donc une diminution de la quantité de rayonnement arrivant au sommet de l'atmosphère. En juillet-août, c'est la situation inverse et la différence de quantité de rayonnement est positive car la Terre est plus proche du Soleil dans la simulation paléo. La différence de rayonnement est d'une vingtaine à une trentaine de W/m² dans les deux cas, ce qui est comparable aux valeurs données dans la figure 3. Les variations géographiques sont dues à des variations dans l'albédo de surface et des nuages, qui seront discutés dans la section 4.4.

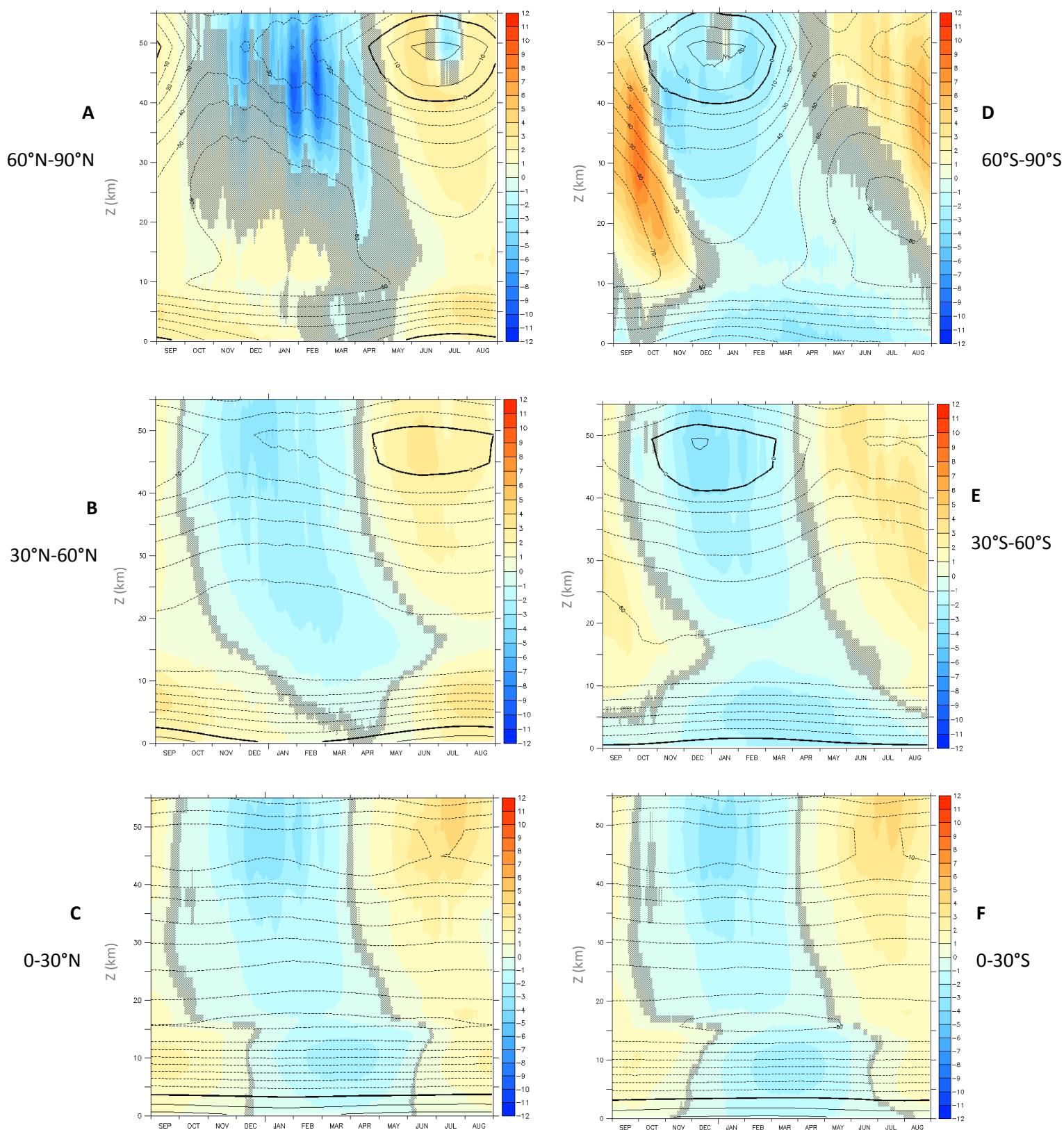
#### 4.2.2 Température en moyenne zonale et vents zonaux

Les graphiques de la figure 14 représentent les différences entre les simulations paléo et contrôle pour la température en moyenne zonale (colonne de gauche) et les vents zonaux (colonne de droite). Les résultats sont moyennés sur les mois de janvier-février (graphiques supérieurs) et pour les mois de juillet-août (graphiques inférieurs).



**Figure 14:** Différences paléo-contrôle dans la température en moyenne zonale (°C) moyennées sur les mois de janvier-février (A) et juillet-août (C) et dans les vents zonaux (m/s) moyennées sur les mois de janvier-février (B) et juillet-août (D). Les contours sont les valeurs contrôle et les valeurs négatives représentent les vents d'est.

D'une manière générale, la température en moyenne zonale est moins élevée en janvier-février (A) (- 2 à 4°C) et plus élevée en juillet-août (C) (+2 à 5°C) pour la simulation paléo. Cette réponse est cohérente avec le changement d'insolation lié à la configuration orbitale. Une anomalie de température est cependant visible dans les deux graphiques : en janvier-février on observe des températures plus élevées de 1 à 3°C dans la troposphère et la basse stratosphère dans les moyennes et hautes latitudes nord, et en juillet-août des températures plus basses de 2 à 3°C dans la troposphère et la basse stratosphère dans les moyennes et hautes latitudes sud.



**Figure 15: Variation annuelle de la différence paléo-contrôle de température en moyenne zonale (°C) moyennée sur les hautes (A et D), moyennes (B et E) et basses latitudes (C et F). L'axe horizontal représente le temps (l'année débute au mois de septembre pour mettre en évidence l'hiver boréal). L'axe vertical représente l'altitude (km). Les contours sont les valeurs contrôle.**

Lorsque l'on observe l'évolution annuelle de la température en moyenne zonale (figure 15) il est possible de voir comment l'anomalie chaude évolue dans l'hémisphère nord et la froide dans l'hémisphère sud. Dans les hautes et moyennes latitudes de l'hémisphère nord (A et B), l'anomalie de chaleur est présente dès le début de l'hiver et persiste jusqu'aux mois de mars/avril. Dans les hautes latitudes (A), l'anomalie montre un maximum entre 10 et 20 km et un autre à la surface de la Terre. Dans les hautes et moyennes latitudes de l'hémisphère sud (D et E), l'anomalie froide persiste tout au long de l'année à basse altitude. Le maximum de l'anomalie se trouve à la surface de la Terre. Dans les tropiques (C et F), il n'y a pas d'anomalie et la température varie linéairement avec le changement d'insolation. La réponse de la stratosphère aux changements d'insolation est immédiate (cf. figure 3) alors que la troposphère est en retard d'environ deux mois.

Sur les graphiques B et D représentant les vents de la figure 14 apparaissent le vortex dans l'hémisphère d'hiver, les vents d'est de l'hémisphère d'été ainsi que les deux jets subtropicaux. En janvier-février, le vortex et le jet subtropical de l'hémisphère nord sont décélérés, alors que dans l'hémisphère sud en juillet-août ils sont accélérés. Ceci est en lien avec l'anomalie de température zonale discutée ci-dessus. Rappelons la relation du vent thermique qui lie le gradient de température zonale au gradient vertical de vitesse du vent zonal :

$$f_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$$

L'anomalie de chaleur en janvier-février diminue le gradient naturel de température entre le pôle et les plus basses latitudes (le pôle est réchauffé alors que les plus basses latitudes sont refroidies). Le gradient vertical de vitesse zonale du vent, par la relation du vent thermique, doit donc diminuer. En juillet-août le phénomène inverse se produit : l'anomalie de température augmente le gradient thermique avec un pôle plus froid et des basses latitudes plus chaudes, le vortex et le jet subtropical sont donc plus puissants.

#### 4.2.3 Circulation de Brewer-Dobson

La figure 16 représente la différence entre les simulations paléo et contrôle dans la circulation résiduelle méridionale représentée par la fonction de courant (la *stream function*). Comme évoqué dans la section 2.3, elle approxime le transport de masse et représente la circulation de Brewer-Dobson, qui transporte l'ozone des tropiques vers les latitudes plus hautes.

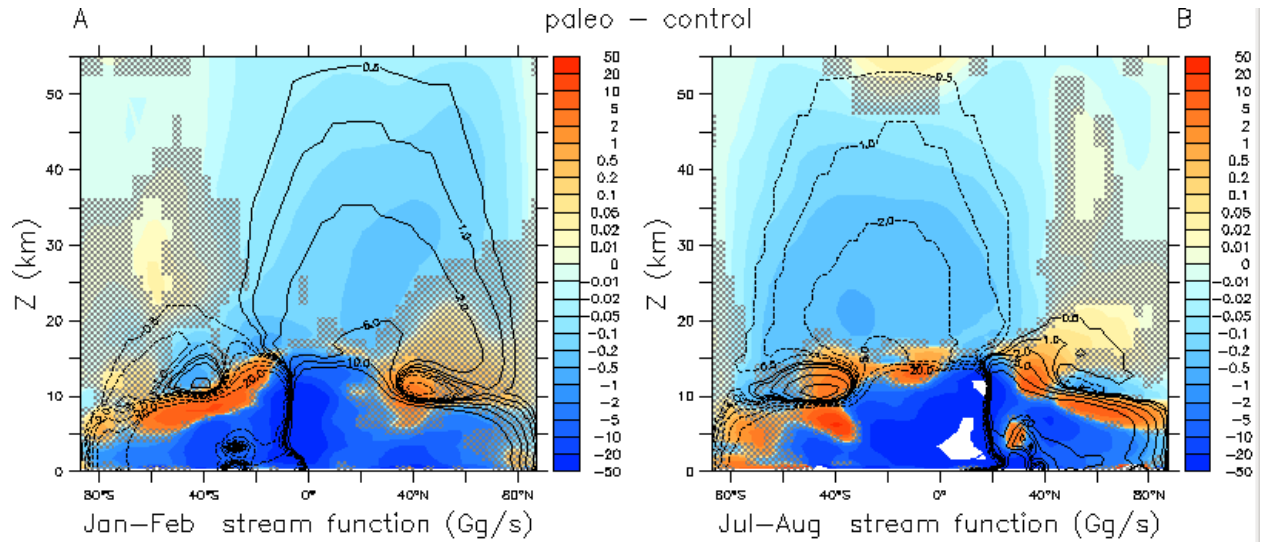


Figure 16: Différences dans la force de la fonction de courant ( $10^9$  g/s) entre les simulations paléo et contrôle. A) moyenne sur les mois de janvier-février. B) moyenne sur les mois de juillet-août. Les contours sont les valeurs contrôle.

En janvier-février on observe une diminution de la circulation de Brewer-Dobson dans la stratosphère de l'hémisphère nord, excepté vers 10-15 km d'altitude, où elle augmente. En juillet-août on observe l'effet inverse avec une augmentation de la circulation de Brewer-Dobson dans l'hémisphère sud (la fonction de courant est négative dans l'hémisphère sud, une augmentation de la circulation correspond donc à des valeurs plus fortement négatives). Sachant que ce sont les ondes et leur cassage qui induisent cette circulation, nous allons analyser les résultats des diagnostics du formalisme eulérien transformé pour étudier le comportement des ondes.

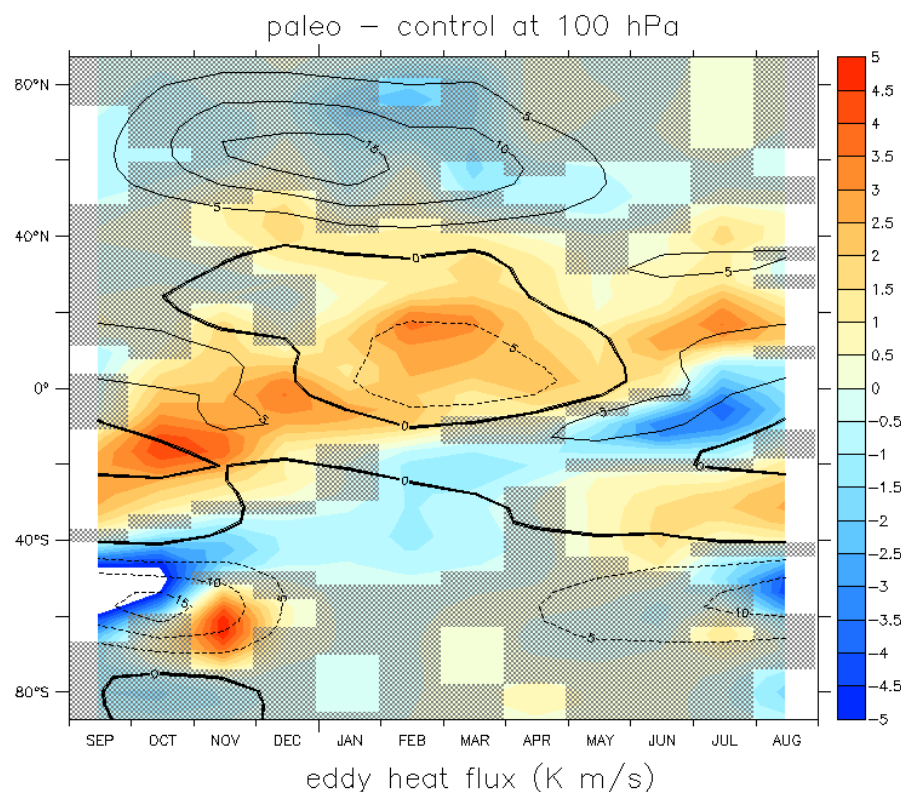
#### 4.2.4 Eddy heat flux et flux d'Eliassen-Palm

La figure 17 représente le *eddy heat flux*  $\overline{v'T'}$  à 100 hPa, c'est-à-dire environ à la tropopause. Ce diagnostic est utilisé pour analyser le flux d'ondes pénétrant dans la stratosphère à partir de la troposphère où elles sont générées. Rappelons que le *eddy heat flux* est proportionnel à la composante

verticale du flux d'Eliassen-Palm :

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\rho_0 \overline{u'v'} \\ \frac{f_0 \rho_0 R}{N^2 H} \overline{v'T'} \end{pmatrix}$$



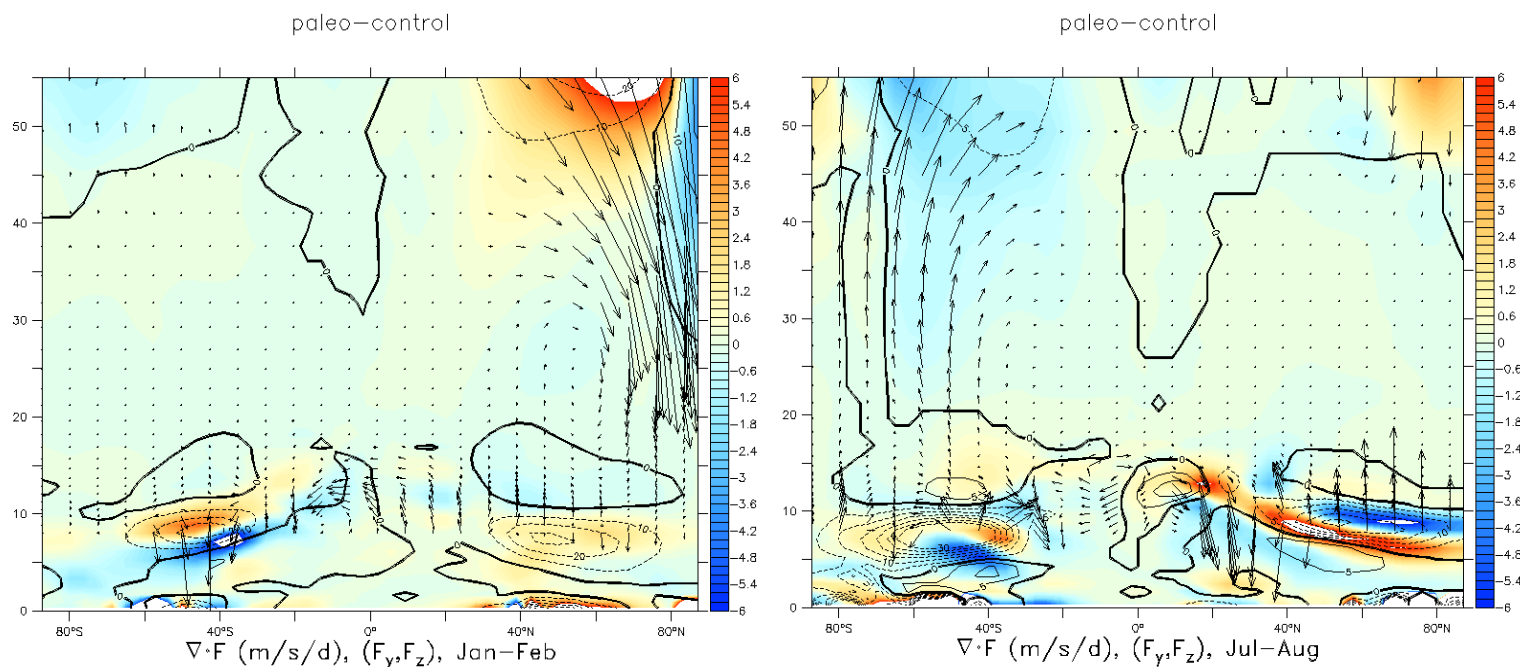


**Figure 17: Différences annuelles paléo-contrôle pour le *eddy heat flux* (Km/s) en fonction de la latitude. Les contours représentent la simulation contrôle.**

Le flux d'ondes qui pénètrent dans la stratosphère diminue pendant le début de l'hiver boréal et également pendant le mois de février entre 50°N et 90°N. Il n'y pas de changement significatif lors du maximum de *eddy heat flux* en décembre-janvier. Vers 40°N, on observe une augmentation du flux d'ondes tout au long de l'hiver. Ces résultats sont cohérents avec ceux de la circulation de Brewer-Dobson dans la figure 16 : une diminution du flux d'ondes pénétrant dans la stratosphère dans les hautes latitudes nord pendant l'hiver boréal est cohérent avec la diminution de la circulation de Brewer-Dobson. L'augmentation locale de la circulation entre 10-15 km d'altitude dans les moyennes latitudes semble provenir de l'augmentation du *eddy heat flux* vers 40°N.

Dans l'hémisphère sud le *eddy heat flux* augmente lors des mois d'hiver (juillet, août, septembre) dans les latitudes 50-90°S (le flux est négatif à cet endroit donc une augmentation est représentée par une couleur bleue). Plus d'ondes pénètrent donc dans la stratosphère, ce qui est cohérent avec l'augmentation de la circulation de Brewer-Dobson.

Cette hypothèse est cohérente avec les graphiques de la figure 18 représentant le flux d'Eliassen-Palm (vecteurs), ainsi que sa divergence (couleurs).



**Figure 18: Différences paléo - contrôle dans le flux d'Eliassen-Palm (vecteurs) et sa divergence (couleurs, m/s/j). Les contours représentent les résultats de la divergence pour la simulation contrôle. Résultats moyennés sur janvier-février (graphique de gauche) et juillet-août (graphique de droite)**

Rappelons que les valeurs négatives représentent une convergence, donc un cassage d'ondes et des valeurs positives une divergence, donc une source d'ondes. Le résultat le plus important ici est la diminution de convergence entre 35 et 55 km d'altitude dans l'hémisphère nord en janvier-février, ce qui implique moins de cassage d'ondes (dans cette zone les valeurs sont négatives, donc une différence positive représentée par une couleur orangée correspond à une diminution de la convergence). Ceci est cohérent avec l'affaiblissement de la circulation de Brewer-Dobson observé précédemment : moins d'ondes se cassent dans la haute stratosphère pour générer cette circulation méridionale. La légère augmentation de la circulation de Brewer-Dobson observée entre 10-15 km d'altitude vers 40°N sur la figure 16 est cohérente avec la légère augmentation de la convergence du flux d'Eliassen-Palm notée dans cette région sur la figure 18.

Les vecteurs représentent la différence entre les simulations paléo et contrôle pour le flux d'Eliassen-Palm. Dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord, la direction des flèches est vers le bas donc la différence du flux est négative, ce qui confirme que moins d'ondes pénètrent dans la stratosphère. C'est également cohérent avec le résultat obtenu avec le *eddy heat flux* à 100 hPa. Il est par contre plus difficile de voir la convergence vers 10-15km avec l'échelle choisie pour les vecteurs.

En juillet-août le phénomène inverse se produit avec une augmentation de la convergence dans tout l'hémisphère sud et une différence de flux positive. Ceci est cohérent avec le renforcement de la circulation de Brewer-Dobson (cf. figure 16) observé à cette période de l'année et l'augmentation du *eddy heat flux* (cf. figure 17).

En résumé, le changement de configuration orbitale et d'insolation arrivant sur Terre a un impact sur la génération et la dissipation des ondes atmosphériques dans l'atmosphère. Lors de l'hiver boréal, lorsque la Terre est plus loin du Soleil dans la simulation paléo et reçoit moins de rayonnement solaire, moins d'ondes pénètrent dans la stratosphère de l'hémisphère nord, diminuant ainsi en grande partie la circulation méridionale. Une partie du flux d'ondes se dissipe plus bas, dans la basse stratosphère et à la tropopause, ce qui explique l'accélération locale de la circulation méridionale dans cette zone. Lors de l'été boréal, lorsque la Terre se trouve au périhélie dans la simulation paléo, un plus grand flux d'ondes pénètre dans la stratosphère de l'hémisphère sud et s'y casse, augmentant la circulation méridionale de Brewer-Dobson.

Il est maintenant également possible d'expliquer en partie l'anomalie de température observée pour les pôles des hémisphères d'hiver (cf. figure 14). L'accélération locale de la circulation de Brewer-Dobson en janvier-février est à l'origine de l'anomalie de chaleur entre 10 et 20 km d'altitude au pôle nord. Comme nous pouvons le voir dans la figure 16, l'anomalie de la circulation de Brewer-Dobson est descendante entre 10 et 15 km dans les moyennes et hautes latitudes. Lors de leur descente, les parcelles d'air se réchauffent par compression adiabatique, ce qui produit cette anomalie de chaleur dans la basse stratosphère. La partie troposphérique de l'anomalie de chaleur en janvier-février et l'anomalie froide en juillet-août ont une autre origine qui sera discutée dans la section 4.4.

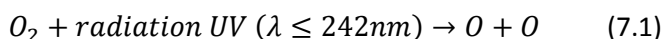
## 4.3 Ozone stratosphérique

Nous allons maintenant analyser l'impact du changement orbital sur la chimie stratosphérique, c'est-à-dire la chimie de l'ozone, et sur le transport de l'ozone. Avant cela, il est important de rappeler les mécanismes principaux de formation et de destruction de l'ozone.

### 4.3.1 Formation et destruction de l'ozone

L'ozone est produit majoritairement dans la stratosphère, entre 20 et 50 km d'altitude. Le mécanisme de formation et de destruction de l'ozone a été pour la première fois décrit par Chapman en 1930. Il s'agit des processus suivants, appelés mécanisme de Chapman (*Labitz et Van Loon, 1999*) :

- Les radiations UV dissocient la molécule de dioxygène en deux atomes d'oxygène, c'est la photolyse :



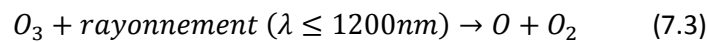


- L'oxygène libre peut s'attacher rapidement à une molécule de dioxygène en présence d'une troisième molécule M (généralement N<sub>2</sub>) qui absorbe le surplus d'énergie et ainsi former une molécule d'ozone :



Le surplus d'énergie est transféré à l'environnement et réchauffe la stratosphère. L'ozone est majoritairement produit dans les tropiques, là où le rayonnement solaire est le plus intense tout au long de l'année.

- De manière simultanée, il y a destruction de l'ozone par le rayonnement solaire, produisant un atome d'oxygène qui peut se recombiner dans l'éq. (7.2) :

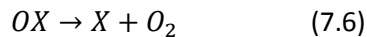
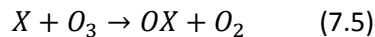


- Et par collision avec des atomes d'oxygène :



Les équations (7.2) et (7.3) sont très rapides (de l'ordre de la seconde) et O et O<sub>3</sub> se recombinent cycliquement. Il existe donc un équilibre entre ces deux espèces. Pour analyser les processus qui contrôlent l'abondance de l'ozone on définit donc une espèce O<sub>x</sub> qui est la somme de O et O<sub>3</sub>. Cependant, presque tout l'O<sub>x</sub> est sous la forme d'O<sub>3</sub> (*Dessler, 2000*) et c'est pour cela que dans ce travail nous utilisons le terme O<sub>3</sub>.

Les équations de Chapman ne suffisent cependant pas à expliquer tous les mécanismes impliqués dans la formation et la destruction d'ozone car si l'on calculait la quantité d'ozone avec ces équations on obtiendrait 30% d'ozone en excès par rapport à la quantité réellement présente. Il existe donc des mécanismes supplémentaires de destruction de l'ozone (*Labitze et Van Loon, 1999*). Il s'agit de cycles catalytiques sous la forme

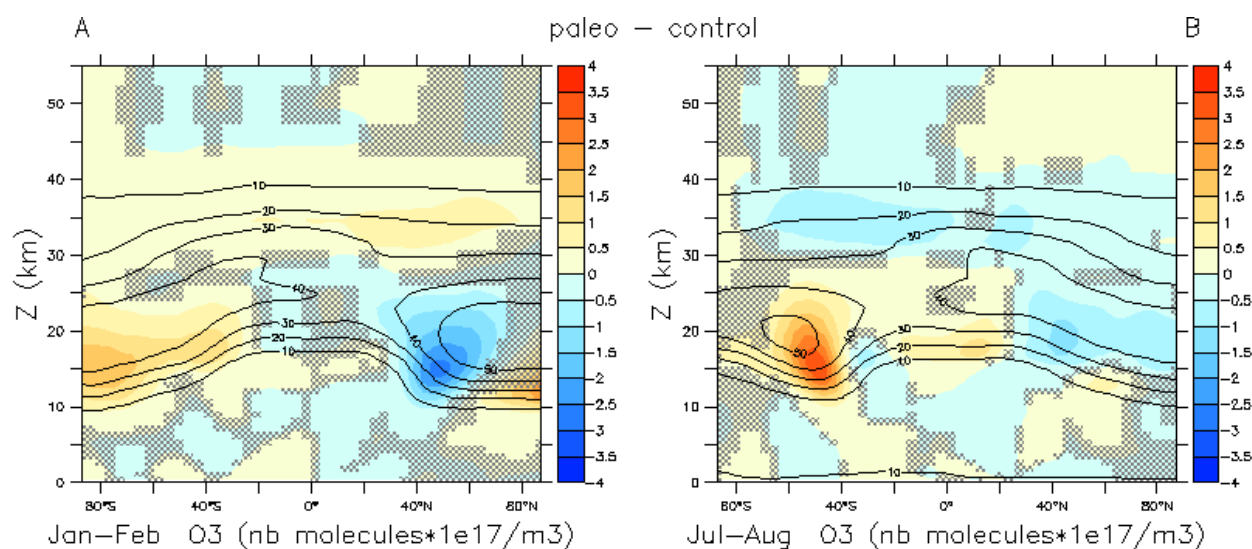


L'espèce catalytique X peut être Cl, H, NO ou OH qui sont soit des composés naturellement présents dans l'atmosphère soit des composés anthropogéniques. Les équations sont plus compliquées en réalité mais celles-ci permettent de voir que l'espèce catalytique est toujours présente à la fin du processus et peut donc effectuer un grand nombre de cycles de destruction de l'ozone avant d'être transportée hors de la stratosphère ou réagir avec d'autres composés.

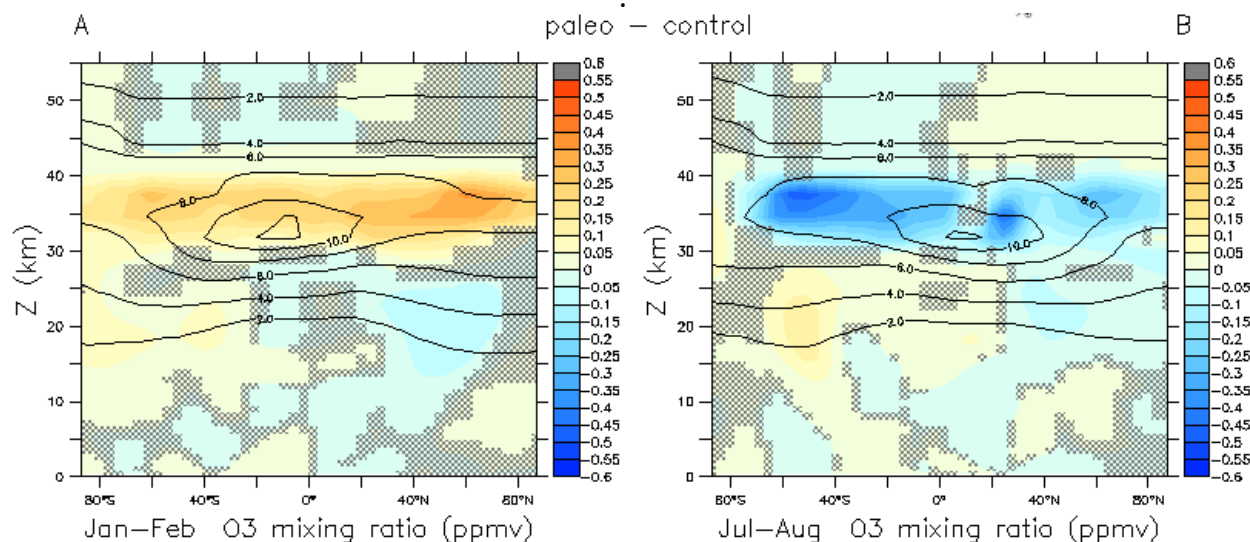
### 4.3.2 Changements dans l'abondance d'ozone

La figure 19 représente la différence entre les simulations paléo et contrôle dans le nombre de molécules d'ozone par unité de volume. L'air étant plus dense en basse altitude, le nombre de molécules d'ozone par mètre cube montre un maximum dans les altitudes plus basses, dans les hautes et moyennes latitudes de chaque hémisphère (cf. les contours qui représentent les valeurs contrôle). Ces maxima résultent de l'accumulation de l'ozone transporté par la circulation de Brewer-Dobson. La figure 20 représente la différence paléo-contrôle dans le ratio de mélange, c'est-à-dire le ratio entre le volume d'ozone et le volume d'air. Avec cette quantité, le maximum est plus haut (cf. les contours), à l'endroit où l'ozone est principalement produit. Ces quantités sont deux manières de représenter les changements dans l'abondance d'ozone et permettent de porter l'attention sur des phénomènes différents.

Rappelons que modèle de chimie FASTOC est actif uniquement entre la tropopause et 4 hPa, c'est-à-dire entre environ 12 et 40 km d'altitude. Les concentrations d'ozones sont prescrites pour les autres altitudes. Ceci explique le plafond horizontal des changements d'ozone vers 40 km.



**Figure 19: Différence dans le nombre de molécules d'ozone par unité de volume (nb molécules \* 10<sup>17</sup>/m<sup>3</sup>) entre les simulations paléo et contrôle. A) moyenne sur les mois de janvier-février. B) moyenne sur les mois de juillet-août. Les contours sont les valeurs contrôle.**



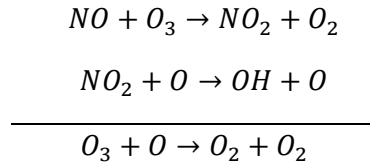
**Figure 20:** Différences paléo-contrôle dans le ratio de mélange d'ozone (ppmv) moyennées sur janvier-février (graphique de gauche) et juillet-août (graphique de droite). Les contours sont les valeurs de la simulation contrôle.

Sur la figure 19, entre 10 et 30 km d'altitude, la réponse pour les deux périodes de l'année est similaire, avec une augmentation de l'ozone dans l'hémisphère sud et une diminution dans l'hémisphère nord. L'augmentation est légèrement plus prononcée en juillet-août dans l'hémisphère sud et la diminution légèrement plus prononcée en janvier-février dans l'hémisphère nord. En dessous de 30 km le facteur dominant qui contrôle l'abondance de l'ozone dans la stratosphère est le transport (*Dessler, 2000*). La diminution d'ozone dans l'hémisphère nord en janvier-février et son augmentation dans l'hémisphère sud en juillet-août sont cohérentes avec la diminution et l'augmentation respectives de la circulation de Brewer-Dobson (figure 16) observées aux mêmes périodes. L'ozone ayant un grand temps de vie à ces altitudes et la stratosphère étant très stable en été, ce signal persiste tout au long de l'année, ce qui explique les résultats similaires pour les deux périodes représentées.

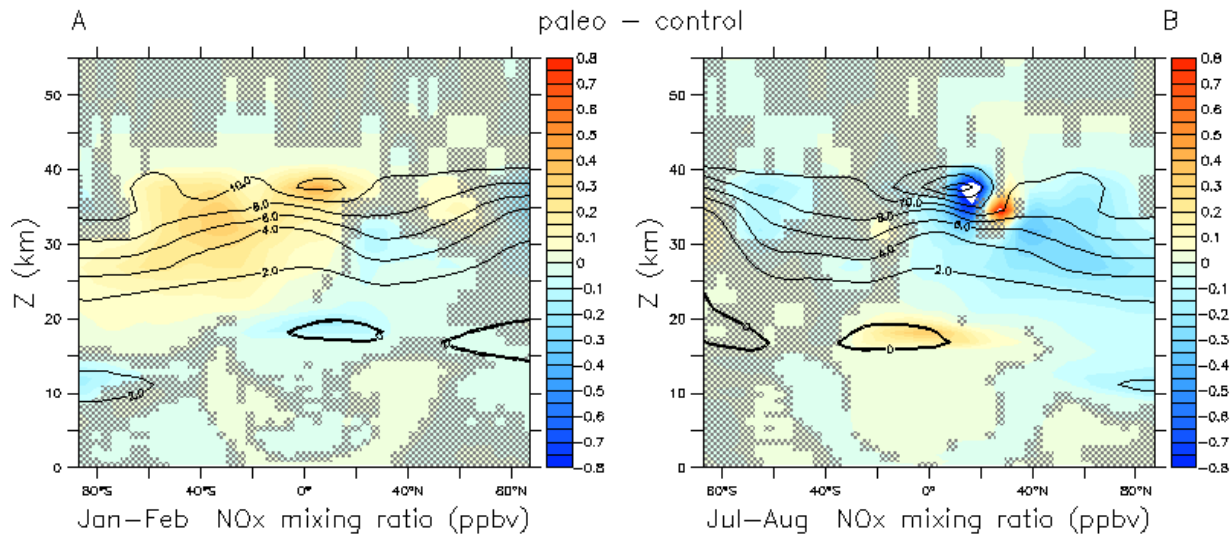
Sur la figure 20 au-dessus de 30 km la réponse est similaire dans les deux hémisphères, avec une augmentation de l'ozone dans toutes les latitudes en janvier-février et une diminution de l'ozone dans toutes les latitudes en juillet-août. Au-dessus de 30 km, ce sont la photochimie et la destruction catalytique qui dominent l'abondance de l'ozone. Les espèces actives impliquées dans la destruction catalytique de l'ozone dans le modèle sont les  $\text{NO}_x$  et leurs réservoirs ( $\text{N}_2\text{O}_5$ ,  $\text{HNO}_x$ ) et les  $\text{HO}_x$ . Nous allons analyser les résultats pour les espèces catalytiques des  $\text{NO}_x$  afin de comprendre les changements dans la chimie stratosphérique.

### 4.3.3 Espèces catalytiques NO<sub>x</sub>

Le terme NO<sub>x</sub> désigne l'ensemble des espèces NO, NO<sub>2</sub>, NO<sub>3</sub> et HONO. Les NO<sub>x</sub> sont impliqués dans la destruction catalytique de l'ozone. Les équations suivantes décrivent le cycle principal de destruction catalytique de l'ozone par les NO<sub>x</sub> (Dessler, 2000):



La figure 21 représente la différence dans les NO<sub>x</sub> entre la simulation paléo et la simulation contrôle moyennées sur janvier-février (A) et juillet-août (B).



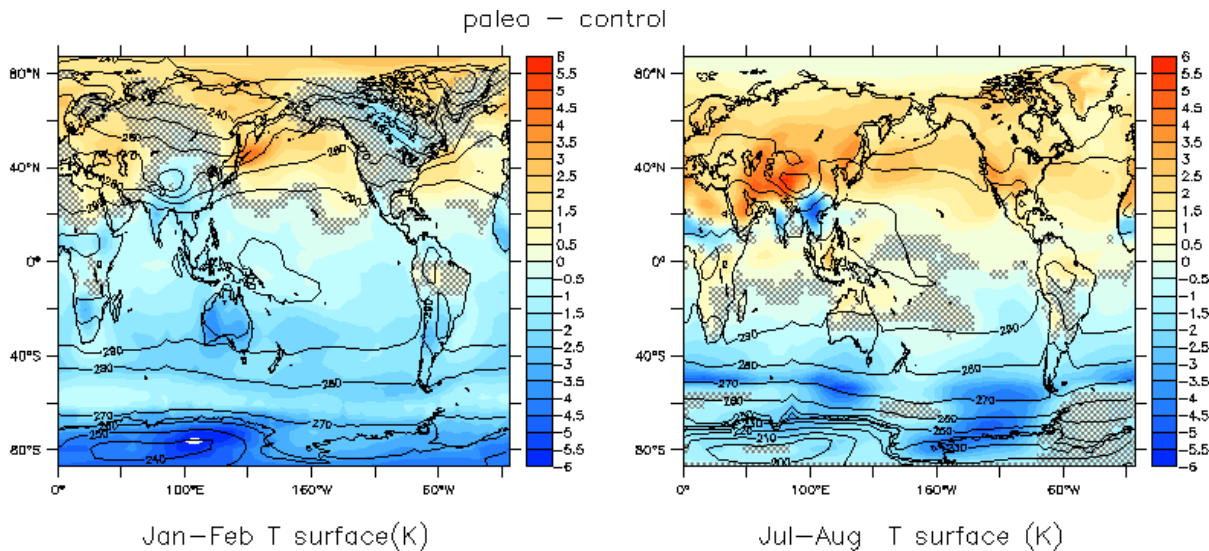
**Figure 21: Différences paléo-contrôle dans le ratio de mélange (ppmv) des NO<sub>x</sub> moyennées sur janvier-février (A) et juillet-août (B). Les contours sont les valeurs de la simulation contrôle.**

Entre 30 et 40 km, les NO<sub>x</sub> sont plus abondants en janvier-février et moins abondants en juillet-août. Ce n'est donc pas l'abondance des NO<sub>x</sub> qui est directement la cause des changements d'ozone. Les réactions catalytiques avec les NO<sub>x</sub> dépendent de la température. En janvier-février la température entre 30 et 40 km est plus froide (cf. figure 14). Il y a plus de NO<sub>x</sub> mais ils sont moins actifs et la concentration d'ozone augmente. En juillet-août, les NO<sub>x</sub> sont moins abondants mais plus actifs car la température augmente (cf. figure 14) et la concentration d'ozone diminue. L'impact de la température sur l'activité des NO<sub>x</sub> est donc dominant par rapport à l'abondance de NO<sub>x</sub>. Celle-ci permet cependant d'expliquer les variations locales d'ozone dans cette zone. L'implication d'autres réactions de destruction de l'ozone, notamment celles incluant les HO<sub>x</sub> sera écartée par les résultats de la section 4.5.1. De plus, la réponse dans les NO<sub>y</sub> (les NO<sub>x</sub> et leurs réservoirs, non montrée) est corrélée avec la réponse dans la circulation de Brewer-Dobson, ce qui complète l'affirmation que les changements sont liés à la dynamique et non à la chimie.

## 4.4 Champs de surface

La série de résultats suivante montre l'impact du changement orbital sur la température de surface et sur les autres champs de surface qui y sont liés.

La figure 22 montre les différences entre les simulations paléo et contrôle pour la température de surface (°C).



**Figure 22:** Différences paléo-contrôle dans la température de surface (K) moyennées sur janvier-février (graphique de gauche) et juillet-août (graphique de droite). Les contours sont les valeurs de la simulation contrôle.

Rappelons que la Terre se trouve plus loin du Soleil en janvier-février et plus proche en juillet-août dans la simulation paléo. L'anomalie de température observée pour la température en moyenne zonale (cf. figure 14) est également visible ici pour la température de surface. En janvier-février on observe une température de surface dans les moyennes et hautes latitudes nord plus élevée (+2 à 3°C) alors que sur le reste de la surface de la Terre les températures sont plus basses (-2 à 6°C), répondant logiquement à la diminution de rayonnement solaire. De même on observe l'anomalie inverse en juillet-août dans l'hémisphère sud, les températures étant en général plus élevées (+2 à 5°C) à l'exception des hautes et moyennes latitudes sud (-2 à 4°C).

L'anomalie de chaleur en janvier-février semble provenir des océans, dont la réponse aux changements annuels d'insolation est plus lente et ils gardent l'excédent de chaleur emmagasiné pendant l'été plus longtemps. Les graphes de l'évolution annuelle de température (annexe 1) montrent l'impact des océans. Dans les hautes et moyennes latitudes de l'hémisphère nord (A et B) le contraste entre les continents et les océans est parfaitement visible. Les océans restent plus chauds tout au long de l'année avec l'exception du mois de mars, alors que les continents ont une réponse qui suit le changement d'insolation. Le fort rayonnement solaire reçu lors de la saison d'été a donc réchauffé les

océans de manière plus forte dans la simulation paléo que dans la simulation contrôle, et ceux-ci gardent cet excès de chaleur pendant la majorité de l'hiver.

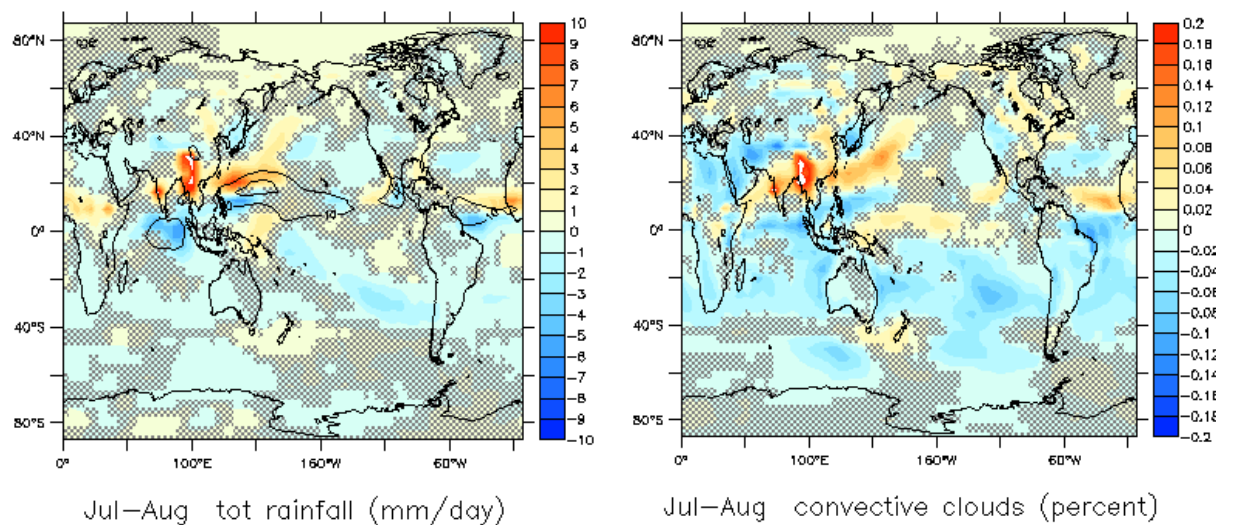
Sur la figure 22 en janvier-février on observe également une anomalie continentale avec une zone de températures plus chaudes sur l'Europe de l'Est et une partie du Moyen-Orient. Les résultats de l'étude de *Cubasch et al., [2006]* analysant l'impact de forçages orbitaux sur le climat ont abouti à une anomalie similaire en Europe pour une configuration orbitale similaire. Cette anomalie est attribuée d'une part à la réduction de la banquise dans l'Arctique tout au long de l'année et d'autre part aux vents d'ouest plus forts au-dessus de l'Atlantique qui advectent de la chaleur océanique vers le continent (*Cubasch et al., 2006*).

En juillet-août sur la figure 22, l'anomalie de températures plus froides dans les hautes et moyennes latitudes sud semble également provenir des océans, qui couvrent la majeure partie de cet hémisphère. L'évolution annuelle des températures de surface en annexe 1 permet de voir que dans l'hémisphère sud, presque entièrement recouvert d'océan, la température est en permanence plus froide dans les hautes et moyennes latitudes (D et E). Le rayonnement pendant l'été étant plus faible dans l'hémisphère sud dans la simulation paléo, les océans ne se réchauffent pas autant que dans la simulation contrôle et conservent ce déficit de chaleur tout au long de l'année. L'augmentation du rayonnement lors de l'hiver en comparaison à la simulation contrôle ne suffit pas à contrer ce déficit. Cette anomalie froide dans les températures de surface continue dans la troposphère comme on le voit avec l'anomalie de températures zonales plus froides dans les hautes latitudes de l'hémisphère sud en juillet-août (cf figure 14). Les résultats pour l'albédo de surface (figure 24) laissent également deviner une augmentation de la banquise dans l'océan austral, due aux températures plus froides tout au long de l'année.

Toujours en juillet-août on observe une ceinture de températures plus froides de 2 à 4 °C principalement en Afrique et en Asie vers 20°N, possiblement dues à une augmentation des moussons dans la simulation paléo. Le météorologiste John Kutzbach était le premier à proposer l'hypothèse que la force des moussons était influencée par la configuration orbitale (*Ruddiman, 2001*). L'insolation est le moteur de la circulation atmosphérique des moussons : en été, lorsque l'insolation est forte, il y a un fort réchauffement des masses continentales, surtout du Plateau Tibétain. Cela génère un mouvement d'air ascendant qui crée des zones de basses pressions. Une circulation cyclonique partant des océans en direction des continents est créée, apportant de l'air chargé en humidité qui engendre les fortes pluies de la mousson. L'augmentation de l'insolation due au forçage orbital augmente le réchauffement des continents et par conséquent la force des moussons. Une description plus détaillée de l'impact du forçage orbital sur la mousson peut être trouvée dans [Ruddiman, 2006] et dans [Kaspar et al, 2010]. Sur la figure 22, nos résultats montrent une forte augmentation de la température le Plateau Tibétain, probablement à l'origine de renforcement de la mousson. Sur la figure 23 on observe une augmentation des précipitations sous forme de pluie ainsi que de nuages convectifs dans la zone des 20°N. L'augmentation des nuages et des précipitations en lien avec l'augmentation de la mousson en juillet-août est responsable de la diminution de la température de surface autour de 20°N. Cette augmentation des moussons est associée avec un déplacement vers le nord de la zone de convergence intertropicale,

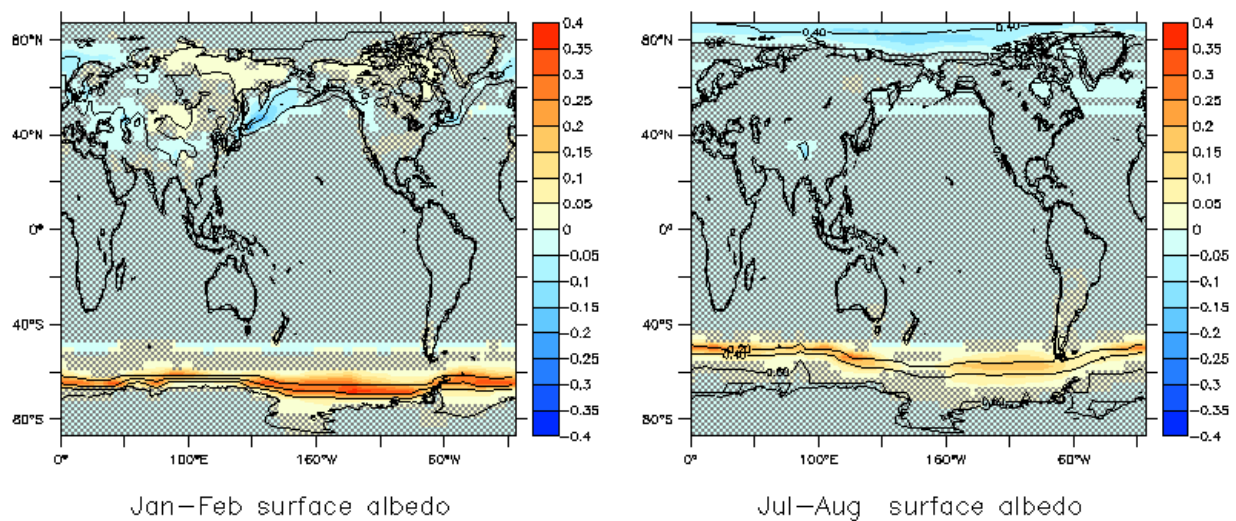


visible sur les graphiques de pluie et de nuages convectifs, et également très bien visible sur le graphique de radiation net descendante de courte longueur d'onde sur le graphique 13.



**Figure 23: Différences paléo - contrôle moyennées sur juillet-août dans la quantité totale de pluie (mm/j, à gauche) et les nuages convectifs (% , à droite).**

La figure 24 montre les différences paléo-contrôle dans l'albédo de surface.



**Figure 24: Différences paléo-contrôle dans l'albédo de surface moyennées sur janvier-février (graphique de gauche) et juillet-août (graphique de droite). Les contours sont les valeurs de la simulation contrôle.**

L'albédo diminue dans toute la région arctique en juillet-août et dans la région de la Scandinavie en janvier-février. Cette diminution est probablement due à une diminution de la banquise. Les résultats pour janvier-février sont cohérents avec l'anomalie de chaleur au-dessus de l'Europe,

d'après Cubasch *et al.*, [2006]. L'albédo augmente autour de 60°S pour les deux périodes de l'année. On suppose une augmentation de la banquise dans cette zone, correspondant à la diminution des températures dans l'océan antarctique. Le modèle IGCM ne comportant pas de modèle de glace, la formation de la glace dépend uniquement de la température. Une fois la température de -2°C atteinte, de la glace se forme. Elle disparaît instantanément lorsque cette température est dépassée.

En résumé, le changement de configuration orbital engendré par la précession des équinoxes modifie la répartition saisonnière du rayonnement solaire, contrastant d'avantage les saisons pour un hémisphère et les atténuant pour un autre. Nous avons vu que ceci impacte le climat à travers la dynamique et la chimie stratosphérique. Dans la simulation paléo, les saisons sont plus contrastées pour l'hémisphère nord. Ceci diminue le flux d'ondes pénétrant la stratosphère et réduit la circulation méridionale forcée par le cassage des ondes dans la stratosphère. Il en résulte une diminution du transport d'ozone dans les hautes et moyennes latitudes de l'hémisphère nord. Un cassage plus bas des ondes localement va induire une anomalie locale de chaleur, dans un champ de températures en général plus froides en hiver (le soleil est plus loin). L'anomalie se retrouve également dans les températures de surface, et persiste au cours de l'année grâce à l'inertie thermique des océans. L'anomalie de températures zonales diminue le gradient thermique entre le pôle et les basses latitudes et affaiblit le vortex et le jet. Dans l'hémisphère sud on retrouve les mécanismes inverses, avec un flux d'ondes amplifié en hiver et donc une circulation de Brewer-Dobson renforcée. Une anomalie froide est présente en relation avec un vortex accéléré. Les changements dans les températures de surface affectent également d'autres mécanismes climatiques comme les moussons, qui sont plus intenses avec la configuration paléo.

## 4.5 Impact de la chimie stratosphérique

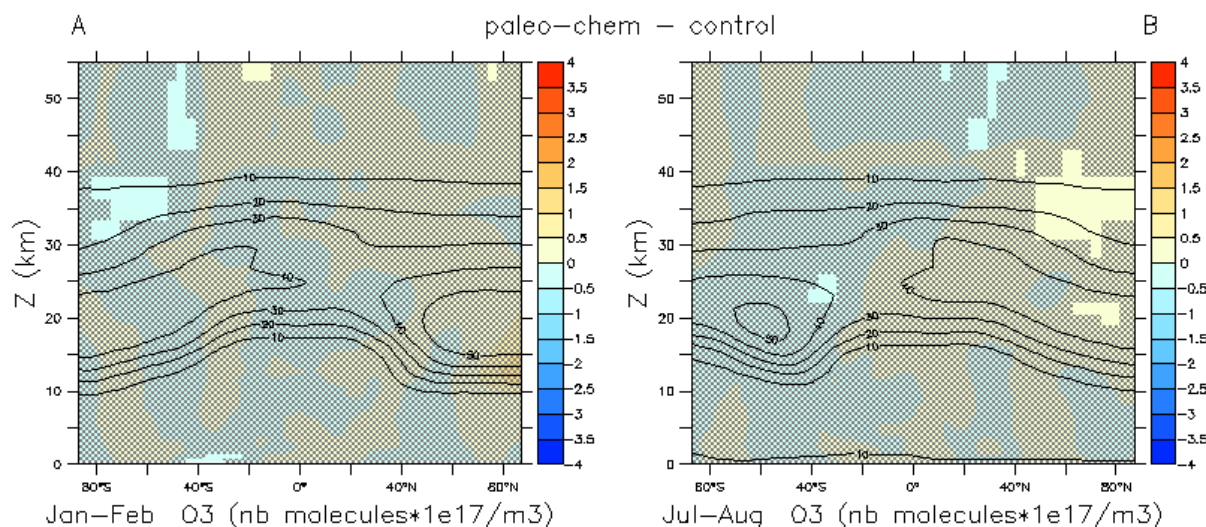
Ce travail cherche également à analyser l'impact de la chimie stratosphérique sur les résultats. Pour cela, nous avons d'une part séparé artificiellement les valeurs de l'insolation pour les besoins de la photochimie de l'ozone et pour le schéma radiatif. Ceci permet de séparer les effets de la chimie et de la radiation sur nos résultats. Nous avons ensuite comparé les résultats avec ceux de simulations n'incluant pas de modèle de chimie stratosphérique. Ces derniers résultats ont été obtenus par le Dr. Manoj Joshi du Département de Météorologie de l'Université de Reading avec le modèle IGCM sans la composante FASTOC. Ces résultats permettent de déterminer si le modèle chimie stratosphérique FASTOC a un impact très important dans ce type de simulations ou non.



### 4.5.1 Simulations paléo\_rad et paléo\_chem

Rappelons que l'insolation dans la simulation paléo\_chem est en mode contrôle pour le schéma radiatif et en mode paléo pour les besoins de la photochimie (cf. tableau 1). L'insolation dans la simulation paléo\_rad est en mode paléo pour le schéma radiatif et contrôle pour la photochimie.

La figure 25 représente les différences entre la simulation paléo\_chem et la simulation contrôle en janvier-février (A) et juillet-août (B).

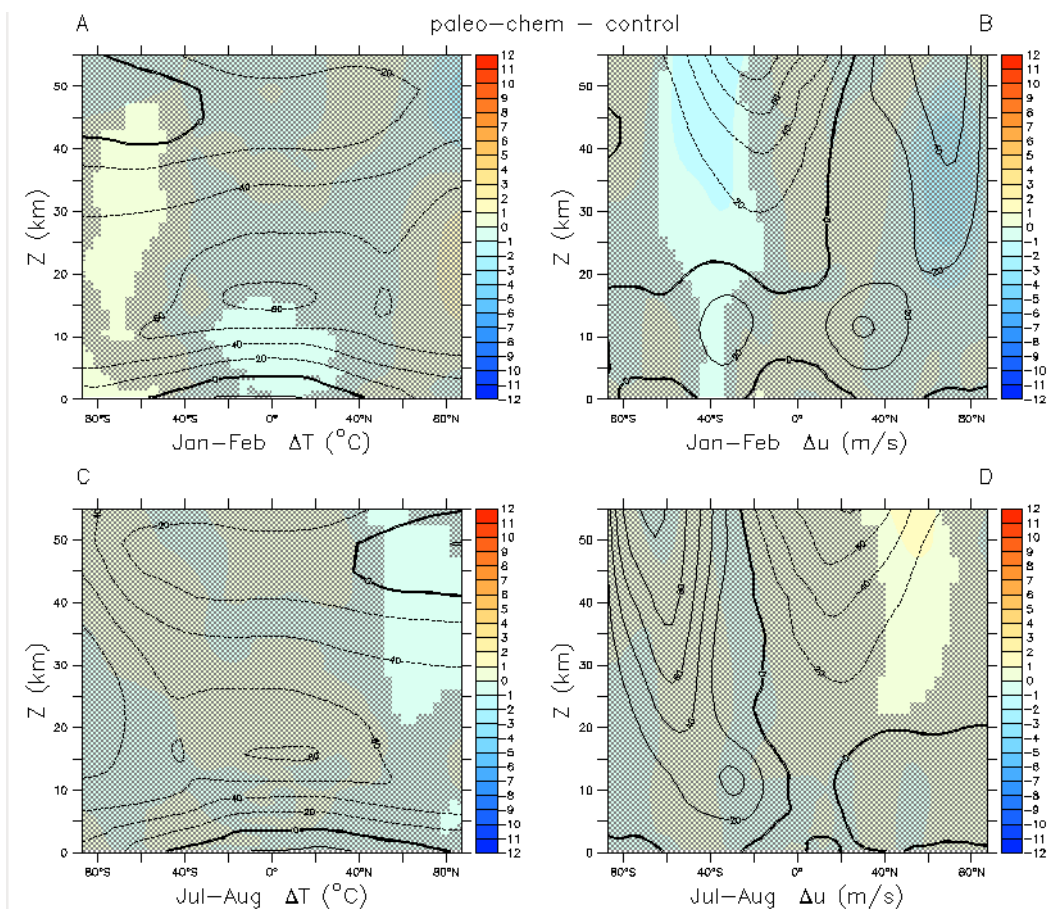


**Figure 25: Différences paléo\_chem-contrôle dans l'ozone (nb molécules\*10<sup>17</sup>/m<sup>3</sup>) moyennées sur janvier-février (A) et juillet-août (B). Les contours sont les valeurs contrôle.**

Les zones significatives sont très peu nombreuses et les différences sont très faibles entre les deux simulations. On observe une légère diminution de l'ozone dans la haute stratosphère des hautes latitudes sud en janvier-février et une légère augmentation dans la haute stratosphère des hautes latitudes nord en juillet -août. Ceci peut s'expliquer par le changement d'insolation qui influence la formation d'ozone. En janvier-février, l'insolation diminue et la photodissociation de l'oxygène, qui est la première étape du mécanisme de formation de l'ozone, est réduite. En juillet-août le phénomène inverse se produit, soit l'augmentation de l'insolation qui augmente la formation de l'ozone.

Ces résultats sont différents de ceux obtenus avec la simulation paléo (figure 19) car les changements de températures qui influencent l'activité des NO<sub>x</sub> sont dus au changement dans le bilan radiatif, qui ne varie pas dans la simulation paleo-chem. Ceci montre donc que ce ne sont pas directement les réactions chimiques qui sont responsables de la réponse dans l'abondance d'ozone mais bien un facteur externe. C'est pour cela que les réactions impliquant les HO<sub>x</sub> ont été écartées dans la section 4.3.3.

L'effet de la chimie uniquement sur la température en moyenne zonale et les vents zonaux est montré sur la figure 26.



**Figure 26: Différences paléo\_chem-contrôle dans la température en moyenne zonale (°C) moyennées sur les mois de janvier-février (A) et juillet-août (C) et dans les vents zonaux (m/s) moyennées sur les mois de janvier-février (B) et juillet-août (D). Les contours sont les valeurs contrôle.**

Ici aussi les changements sont assez faibles, de l'ordre de 1 °C pour la température et de l'ordre de 1 à 2m/s pour la vitesse des vents zonaux.

Les résultats pour les différences entre la simulation paléo\_rad et contrôle sont très similaires à celles pour les simulations paléo- contrôle. Ce sont les simulations pour lesquelles l'insolation pour la chimie ne varie pas, et permettent d'isoler l'impact de la radiation. Elles sont disponibles en annexe 2.

Nous pouvons conclure que la chimie stratosphérique n'est pas le majeur contributeur aux changements observés dans la dynamique entre la simulation paléo et la simulation contrôle.

#### 4.5.2 Simulations avec un modèle sans chimie stratosphérique

Nous allons maintenant comparer les résultats de simulations sans modèle de chimie stratosphérique avec nos résultats. Les graphiques de gauche dans les figures 27 et 28 ont été générés à partir du modèle IGCM, sans la composante de chimie stratosphérique FASTOC. Il n'y a donc pas de chimie stratosphérique et les valeurs d'ozone climatologiques sont prescrites et non générées par le modèle. Les résultats présentés montrent la différence dans la température zonale et les vents zonaux entre une simulation correspondant à notre simulation paléo (configuration orbitale d'il y a 11 000 ans) et une correspondant au contrôle (configuration orbitale actuelle). Pour faciliter la comparaison, les résultats obtenus avec nos simulations y ont été juxtaposés. Il faut noter que les résultats sans modèle de chimie stratosphériques ont été moyennés sur trois mois (décembre-janvier-février et juin-juillet-août) alors que nos résultats sont moyennés sur deux mois uniquement.

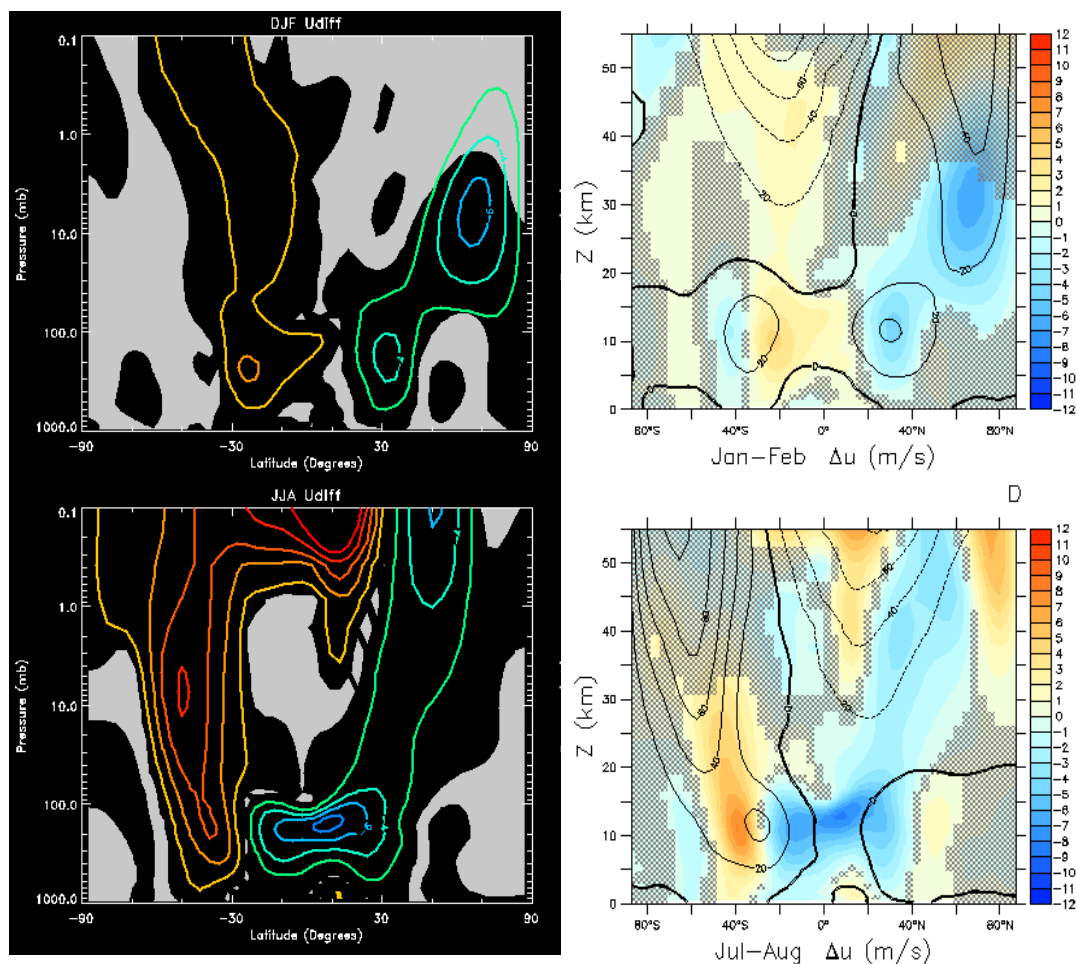


Figure 27: Différence dans les vents zonaux (m/s). A gauche: Résultats de la différence entre les simulations avec la configuration orbitale il y a 11000 ans et aujourd'hui avec le modèle IGCM moyennés sur décembre-janvier-février (en haut) et juin-juillet-août (en bas). Les intervalles correspondent à 2m/s. Les zones grises claires sont non-significatives. Source :Dr. Manoj Joshi, Department of Meteorology, University of Reading.

A droite: Résultats de la différence paléo-contrôle avec le modèle IGCM-FASTOC moyennées sur janvier-février (en haut) et juillet-août (en bas). Les contours sont les valeurs contrôle.

Les résultats pour les vents zonaux (figure 27) sont qualitativement identiques, avec des différences aux mêmes endroits et du même ordre de grandeur. La plus grande différence réside dans le vortex austral, pour lequel les changements sont significatifs sur la totalité de son emplacement dans le modèle sans FASTOC.

La figure 28 montre résultats des mêmes simulations pour la température en moyenne zonale.

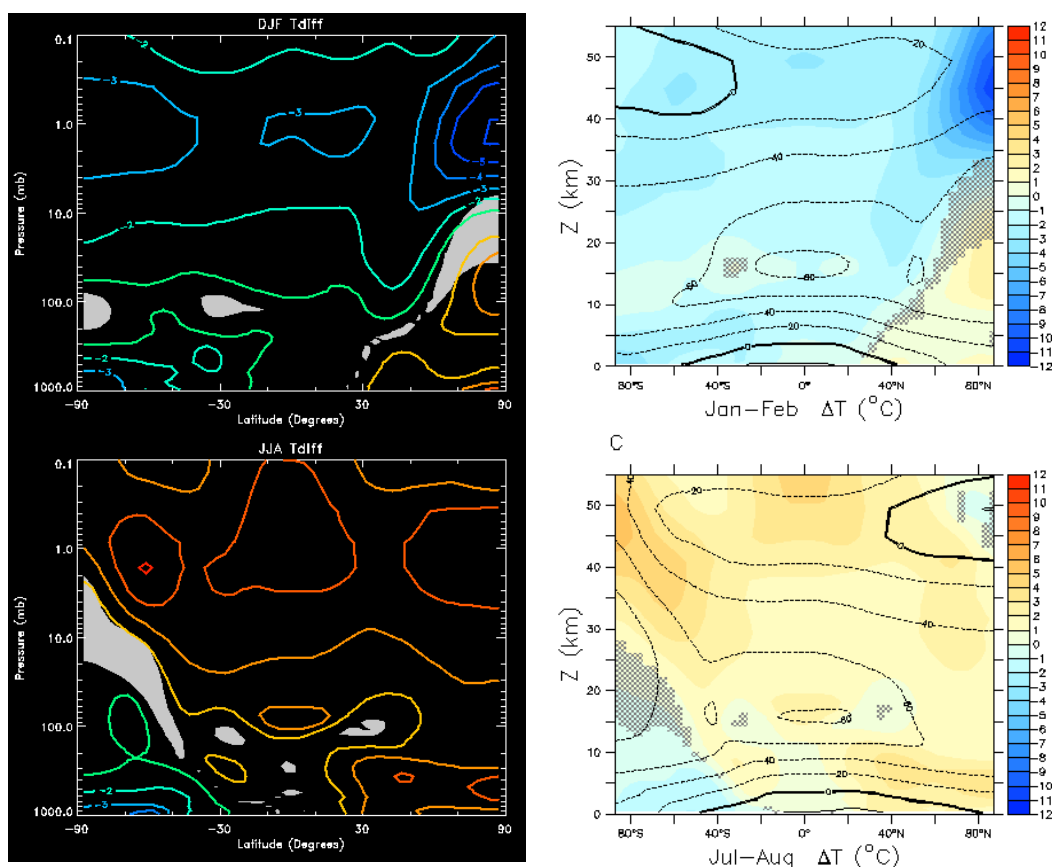


Figure 28: Différences dans la température zonale (°C) avec le modèle IGCM (à droite) et IGCM-FASTOC (à gauche). Les intervalles dans les graphiques de gauches sont 2°C.

Ici également les résultats sont très similaires entre les deux modèles et sont du même ordre de grandeur. Les anomalies aux pôles des hémisphères d'hiver sont également représentées et avec les mêmes valeurs.

Ceci complète les résultats obtenus avec les simulations paléo\_rad et paléo\_chem pour montrer que la chimie stratosphérique n'a que peu d'impact sur les résultats dynamiques obtenus. Le modèle de chimie FASTOC dans le contexte de simulations paléoclimatiques est surtout utile si l'on s'intéresse spécifiquement au comportement de l'ozone. Ces résultats ont cependant permis de localiser et quantifier l'impact de la chimie stratosphérique.

## Conclusion

Le changement orbital a des effets notables sur le climat à travers la chimie et la dynamique atmosphérique. La modification d'insolation liée à ce changement crée des saisons plus contrastées dans un hémisphère et moins contrastée dans l'autre, affectant la chimie et la dynamique de manière opposée dans les deux hémisphères.

Afin d'analyser cet impact, quatre différentes simulations ont été réalisées. Dans la simulation contrôle, la configuration orbitale est celle d'aujourd'hui, avec le périhélie se trouvant au mois de janvier. Dans la simulation paléo, la configuration orbitale est exactement l'opposée, comme c'était le cas il y a 11000 ans, avec le périhélie se trouvant au mois de juillet. Les simulations paléo\_chem et paléo\_rad sont des simulations hybrides pour lesquelles les valeurs d'insolation sont différentes pour la chimie stratosphérique et pour le schéma radiatif. Ceci permet d'évaluer l'impact de la chimie uniquement et de la radiation uniquement sur les résultats. La simulation paléo\_rad a des valeurs d'insolation en mode paléo pour le schéma radiatif et des valeurs d'insolation en mode contrôle pour la chimie. Dans la simulation paléo\_chem, c'est l'inverse.

Le changement orbital affecte les températures de surface qui sont, en réponse au changement d'insolation, globalement plus froides en janvier-février et plus chaudes en juillet-août. Les océans, avec leur inertie thermique, conservent la chaleur accumulée lors des étés plus chauds dans l'hémisphère nord tout au long de l'année, générant une anomalie de chaleur dans les températures d'hiver de l'hémisphère nord (en janvier-février). L'hémisphère sud au contraire a des étés plus froids pendant lesquels les océans ne se réchauffent pas suffisamment, créant une anomalie de températures froides dans l'hémisphère sud lors de l'hiver austral (juillet-août). Les températures de surface affectent les phénomènes de la circulation troposphérique comme les moussons, qui sont renforcées lors de l'été boréal. Les températures de surface influencent aussi la dynamique stratosphérique en affectant la génération d'ondes et la température zonale aux basses altitudes.

Lors de l'hiver boréal, en janvier-février, le profil de température en moyenne zonale répond au changement orbital par une diminution générale des températures de 2 à 4°C, à l'exception d'une anomalie de températures plus chaudes de 1 à 3°C dans la troposphère et la basse stratosphère des hautes et moyennes latitudes nord. Cette anomalie réduit le gradient thermique à l'origine de la circulation zonale, ce qui a pour influence de réduire le vortex et le jet dans l'hémisphère nord. Deux causes de cette anomalie ont été identifiées. La première est en lien avec l'anomalie chaude dans les températures de surface dans l'hémisphère nord due aux océans. La deuxième cause est en lien avec l'activité des ondes, elle-même influencée par les températures de surface. Le forçage par les ondes est localement augmenté entre 10 et 15 km d'altitude vers 40°N, accélérant localement la circulation de Brewer-Dobson, qui est descendante dans cette zone. Il s'en suit un réchauffement par compression adiabatique des parcelles d'air, causant l'anomalie de chaleur observée à cet endroit. A l'exception de cette augmentation locale du forçage des ondes, l'activité des ondes est diminuée lors de l'hiver boréal. La circulation de Brewer-Dobson est par conséquent diminuée dans la majorité de l'hémisphère nord.

La situation dans l'hémisphère sud est inversée. Lors de l'hiver austral, en juillet-août, les températures en moyenne zonale montrent une augmentation globale de 2 à 5°C. Une anomalie plus froide de 1 à 2 °C apparaît dans la basse stratosphère et la troposphère des hautes et moyennes latitudes sud. Dans cette situation, le gradient thermique est augmenté et la circulation zonale dans l'hémisphère sud est accélérée. L'anomalie froide provient des océans qui restent plus froids dans ces latitudes tout au long de l'année. L'activité des ondes est augmentée pendant l'hiver austral et la circulation de Brewer-Dobson est par conséquent augmentée.

Les résultats dans l'abondance d'ozone sont positivement corrélés avec les changements dans la circulation de Brewer-Dobson en-dessous de 30 km d'altitude. Au-dessus de 30 km, c'est la destruction catalytique de l'ozone par les NO<sub>x</sub> qui est déterminante. Ceux-ci sont moins actifs en janvier-février en raison de la diminution de la température, et plus actifs en juillet-août en raison de l'augmentation de la température.

La chimie stratosphérique n'a que très peu d'impact sur les résultats dynamiques. Les changements dans l'abondance d'ozone ainsi que dans les variables dynamiques sont presque uniquement dus aux changements dans le bilan radiatif et la dynamique. Ce faible impact est confirmé par la grande similitude entre les résultats obtenus avec et sans modèle de chimie stratosphérique. Les modèles de chimie, relativement coûteux en termes de puissance de calcul, ne semblent donc pas être indispensables dans ce type d'études si l'on ne s'intéresse pas spécifiquement au comportement de l'ozone.

Dans ce travail la nouvelle version du modèle IGCM-FASTOC incluant les paramétrisations pour les ondes de gravité a également été validée. Cette version montre une nette amélioration par rapport à la version T31 sans paramétrisations des ondes de gravité orographiques dans la troposphère, région importante car elle génère les ondes qui forcent la circulation méridionale. La région des vents d'est dans la stratosphère est moins bien modélisée, mais elle n'a pas été déterminante pour ce travail.

Ce travail a donc permis d'avoir une vision globale des changements dans la dynamique stratosphérique en réponse au forçage orbital, ce qui est rarement étudié car les modèles n'ont en général pas une résolution suffisante pour permettre d'inclure la stratosphère. Il a également permis d'analyser et quantifier l'impact de la chimie stratosphérique sur la dynamique, qui est faible dans ce type de simulations.



## Bibliographie

ANDREWS, D. G., HOLTON, J. R., LEOVY, C. B., (1987), *Middle Atmosphere Dynamics*, Academic Press.

BERGER, A., LOUTRE, M.F., KASPAR, F., LORENZ, S.J., (2007), 2. Insolation During Interglacial, *Developments In Quaternary Sciences*, Vol. 7, p 13-27.

BOVILLE, B. A., (1983), The Influence of the Polar Night Jet on the Tropospheric Circulation in a GCM, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 41, n° 7, P 1132-1142.

CUBASCH, U., ZORITA, E., KASPAR, F., GONZALEZ-ROUCO, J., VON STORCH, H., PROEMMEL, K., (2005), Simulation of the role of orbital forcing on climate, *Advances in Space Research*, 37, p 1629-1634.

DESSLER, A., (2000), The Chemistry and Physics of Stratospheric Ozone, *Academic Press, International Geophysics series vol. 74*.

EYRING, V., WAUGH, D. W., BODECKER, G.E., CORDERO, E., AKIYOSHI, H., AUSTIN, J., BEAGLEY, S.R., BOVILLE, B.A., BRAESICKE, P., BRUEHL, C., BUTCHART, N., CHIPPERFIELD, M. P., DAMERIS, M., DECKERT, R., DEUSHI, M., FRITH, S. M., GARCIA, R. R., GETTELMAN, A., GIORGETTA, M. A., KINNISON, D.E., MANCINI, E., MANZINI, E., MARSH, D. R., MATTHES, S., NAGASHIMA, T., NEWMAN, P. A., NIELSEN, J. E., PAWSON, S., PITARI, G., PLUMMER, D. A., ROZANOV, E., SCHRANER, M., SCINOCCHA, J. F., SEMENIUK, K., SHEPHERD, T. G., SHIBATA, K., STEIL, B., STOLARSKI, R. S., TIAN, W., YOSHIKI, M., (2007), Multimodel projections of stratospheric ozone in the 21<sup>st</sup> century, *Journal of Geophysical research*, vol. 112.

GOOSSE H., P.Y. BARRIAT, W. LEFEBVRE, M.F. LOUTRE and V. ZUNZ, (05/2011). Introduction to climate dynamics and climate modeling. Manuel en ligne disponible sous <http://www.climate.be/textbook>.

HOLTON, J. R., (2004), An introduction to dynamic meteorology, Fourth edition, *Elsevier Academic Press*.

KASPAR, F., PROEMMEL, K., CUBASCH, U., (2010) Impacts of tectonic and orbital forcing on East African climate: a comparison based on global climate model simulations, *International Journal of Earth Sciences*, 99, p1677-1686.

LABITZKE, K. G., VAN LOON, H., (1999), The Stratosphere, Phenomena, History, and Relevance, *Springer-Verlag*.

MADRONICH, S., (2007) Analytic Formula for the Clear-sky UV Index, *Photobiology and Photochemistry*, 83, p 1537-1538.

MCLANDRESS, C., SHEPHERD, T. G., (2009), Simulated anthropogenic changes in the Brewer-Dobson circulation, including its extension to high latitudes, *Journal of Climate*, 22, p 1516–1540.

NASA. *Studying Earth's Environment From Space*. June 2000. Stratospheric Ozone. Manuel disponible en ligne à l'adresse [http://www.ccpo.odu.edu/~lizsmith/SEES/ozone/oz\\_class.htm](http://www.ccpo.odu.edu/~lizsmith/SEES/ozone/oz_class.htm).

POCCARD, I., (2000), Etude diagnostique de nouvelles données climatiques : les réanalyses. Exemples d'application aux précipitations en Afrique tropicale. Thèse de doctorat.

READINGER, C., (2007) Climate Models and Global Climate Change, *Pro Quest*.

RUDDIMAN, W. F., Earth's Climate Past and Future (2001), *WH Freeman, New York* , p 175-192.

TAYLOR, C., BOURQUI, M., (2005), A new fast stratospheric ozone chemistry scheme in an intermediate general-circulation model. I: Description and evaluation, *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, 131,p 2225-2242.

VALLIS, G. K., (2006), Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics, Fundamentals and Large-Scale Circulation, *Cambridge University Press*.

WINTER, B., BOURQUI, M., (2010), Wave forcing in the stratosphere under doubled-CO2 conditions in a 100-year coupled chemistry-climate model study, *Journal of Geophysical Research*, 115.

#### **Sites internet:**

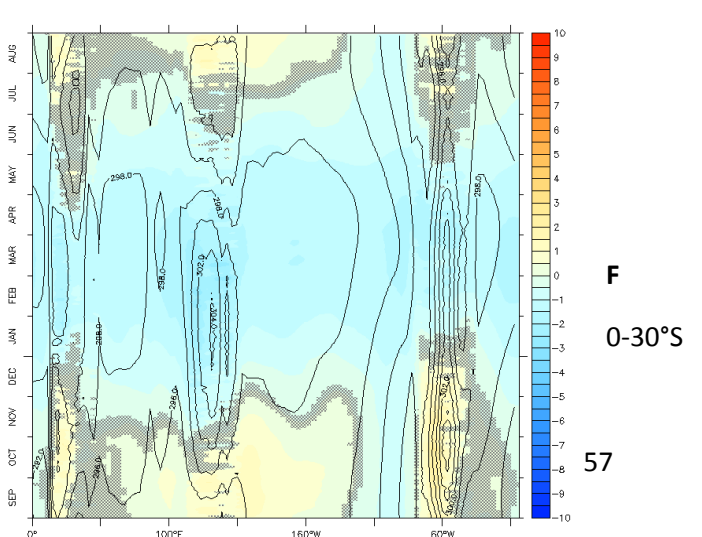
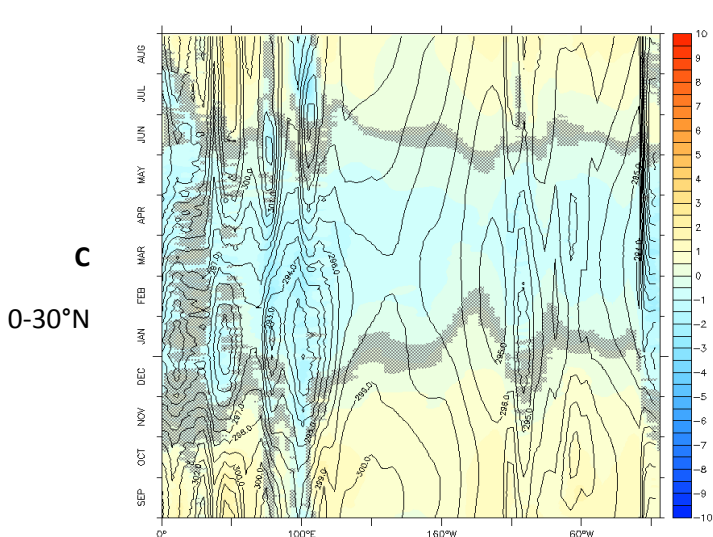
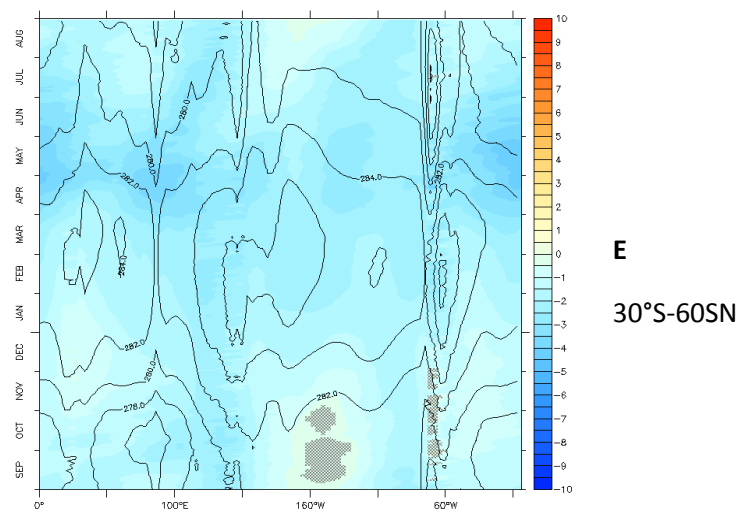
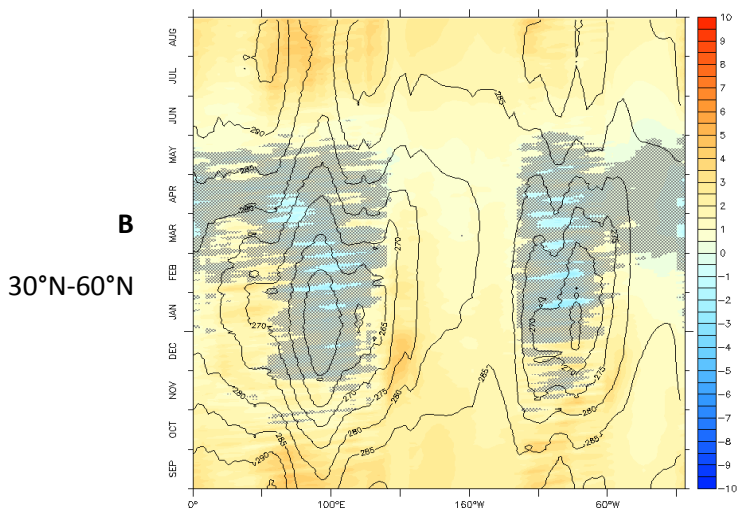
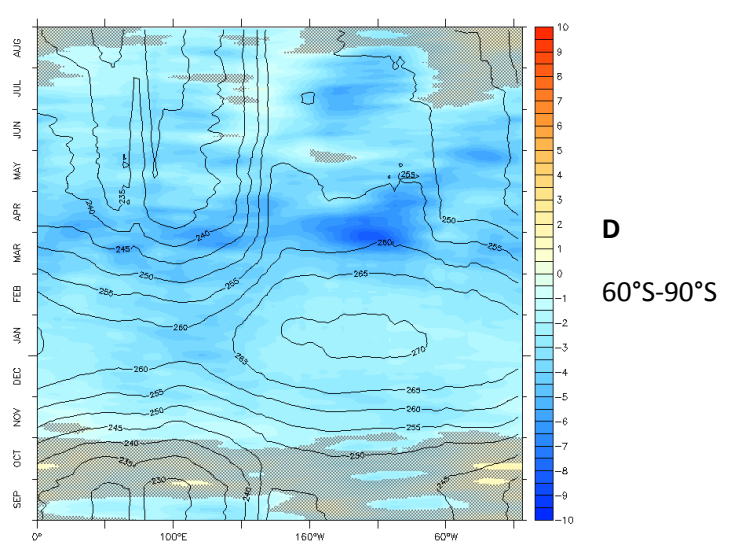
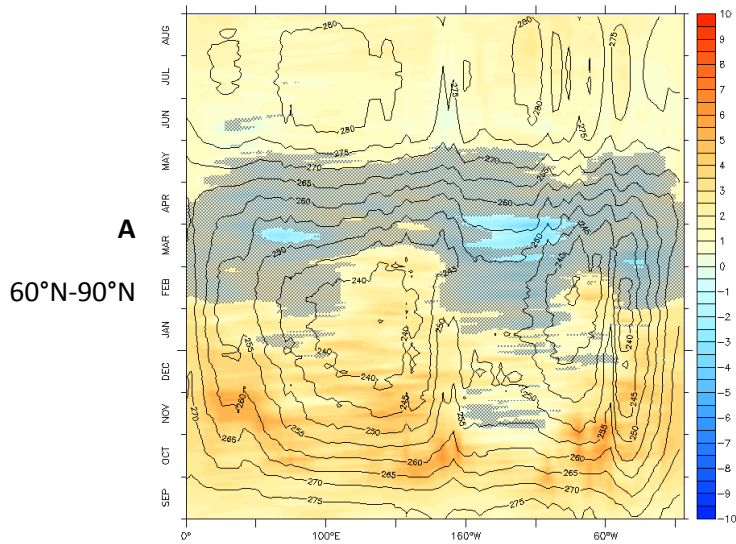
IGCM Wiki Web Site: <http://www.meteo.mcgill.ca/bourqui-wiki/doku.php> , consulté en dernier en juin 2011.

European Center for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF):  
<http://www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-40>, consulté en dernier en juin 2011.



## Annexes

**Annexe 1:** Variation annuelle température de surface (°C) moyennée sur les bandes de latitudes. L'axe vertical représente le temps (l'année débute au mois de septembre). L'axe horizontal représente la longitude.



**Annexe 2 : Résultats de la simulation paléo\_rad moins la simulation contrôle pour l’ozone (nb molécules\*10<sup>17</sup>/m<sup>3</sup>) et la température (°C) et les vents zonaux (m/s).**

